



**HAL**  
open science

# Suspensions turbulentes de particules de tailles finies : dynamique, modifications de l'écoulement et effets collectifs

Mamadou Cisse

► **To cite this version:**

Mamadou Cisse. Suspensions turbulentes de particules de tailles finies : dynamique, modifications de l'écoulement et effets collectifs. Physique [physics]. Université de Nice Sophia Antipolis, 2015. Français. NNT: . tel-01171114

**HAL Id: tel-01171114**

**<https://theses.hal.science/tel-01171114>**

Submitted on 2 Jul 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS**  
**UFR Sciences**

Ecole Doctorale de Sciences Fondamentales et Appliquées (EDSFA)

**T H È S E**

pour obtenir le titre de  
**Docteur en Sciences**  
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Physique

Présentée et soutenue par

**Mamadou CISSE**

**Suspensions turbulentes de particules de tailles finies :  
dynamique, modifications de l'écoulement et effets  
collectifs**

Thèse dirigée par **Jérémy BEC**  
soutenue le 10 avril 2015

Jury :

M.	Mickaël Bourgoïn	Rapporteur
M.	Sergio Chibbaro	Rapporteur
M.	Holger Homann	Examinateur
M.	Michel Lance	Examinateur
M.	Markus Uhlmann	Examinateur
M.	Gregory Voth	Examinateur
M.	Jérémy Bec	Directeur



## Remerciements

Un vrai scientifique, n'est pas seulement celui qui analyse des problèmes compliqués et apporte des solutions à partir d'hypothèses bien posées. Mais c'est aussi quelqu'un qui sait écouter, communiquer et transmettre ses connaissances. Cher Directeur, Jérémie Bec, c'est ce que tu as fait pour ton étudiant Mamadou Cisse, pendant ces trois années de thèse. Il te dit ABARAKA<sup>1</sup> du fond du cœur pour tes conseils si précieux, ta disponibilité, ta bonne humeur et surtout ta patience.

Holger Homann, oui, toi aussi tu connais Mamadou. Tu n'étais pas officiellement son directeur de thèse. Toutefois, tu as participé pleinement à sa formation, surtout au début. Tu lui as expliqué un nombre innombrable de choses et de méthodes de travail qui lui seront à jamais utiles. Comme le disait bien notre grand chef Khaled c'est le "Deutsche Qualität". Danke Holger!!

Le travail de rapporteur et d'examinateur n'est pas une tâche facile. Chers membres du jury, Mamadou vous remercie chaleureusement d'avoir accepté de lire, rapporter et surtout de venir assister à sa soutenance de thèse.

Les collaborateurs, Ewe-wei Saw, Mathieu Gibert, vous lui avez initié aux techniques de mesures expérimentales à Göttingen, il vous en sera toujours reconnaissant.

Les membres officiels et adoptés de l'équipe Fluide, la bande du PHC, les collègues doctorants, Yannick Ponty, Giorgio Krstulovic, François Laenen, Simon Thalabard, Miss Hungrie, Dario Vincenzi, Samridhi Sankar Ray, Uriel Frish, Barbara Villone, Fabrice Ubaldi et toute l'équipe administrative. Mamadou vous remercie pour vos idées partagées, les poses café et surtout vos remarques précieuses lors de ses différentes répétitions tout au long de cette thèse.

Karima, Nadia et le grand chef Khaled, la fameuse dream team de la cantine cinq étoiles de l'OCA, vos bons menus et votre bonne humeur au quotidien va manquer à votre cousin préféré Mamadou.

Ah la famille, depuis Bakhoum, Sédhiou en passant par Dakar et Lyon, mentions spéciales à vous!!

Sandrine Carletto, Aïssatou Demba, Rakshit Suvendu, Yaram Mbaye, Seynabou Ndiaye, Abdoulaye Camara, Chérie Christine, et sa chérie de start Ndeye Gnima Faty, vous êtes ces ZAMIS, merci d'avoir soutenu Mamadou.

---

1. Merci en Mandingue

À ma mère Aïssatou Dramé, ma sœur Mbinky Cisse, ma grand-mère Sa-  
tou Danfa.

“ Poussière biblique,  
Poussière coranique,  
Poussière interstellaire,  
Oh Poussière, il n’y a que toi, qui es à la fois, Universelle et Perpétuelle ”

## Résumé

L'évolution du plancton dans les océans, le mélange et la déposition de sédiments dans les cours d'eau ou encore la fabrication de certains produits agroalimentaires impliquent le transport de particules matérielles de taille finie et de flottabilité nulle par un écoulement turbulent. Malgré les nombreux processus naturels et industriels où elles interviennent, la dynamique de telles particules reste à ce jour mal comprise. En particulier, il n'existe pas de modèle adéquat pour leur mouvement ou la façon dont elles perturbent le fluide porteur. Les travaux numériques et expérimentaux de cette thèse contribuent à une meilleure compréhension de tels aspects. Un premier volet est consacré à l'étude numérique de la dynamique de particules sphériques isolées. J'ai notamment développé des outils d'analyse qui m'ont permis de quantifier leur mouvement relatif au fluide ainsi que leur influence locale sur l'écoulement turbulent. Un second volet porte sur les effets collectifs d'un grand nombre de grosses particules sur la turbulence. Pour cela j'ai effectué des mesures expérimentales par suivi lagrangien dans un écoulement de von Kármán ensemencé avec différentes fractions volumiques de particules. Le résultat principal est que les particules ont tendance à atténuer l'amplitude des fluctuations turbulentes. En revanche, celles-ci n'ont pas d'influence sur les propriétés statistiques fines de l'écoulement. Aussi, ces mesures suggèrent l'existence d'une transition de phase dans les grandes échelles de l'écoulement pour des fractions volumiques de particules au delà d'un seuil critique.

## Abstract

The evolution of plankton in the ocean, the mixing and deposition of sediments in rivers or the manufacture of some food products imply the transport of finite-size, neutrally buoyant material particles by a turbulent flow. Despite the numerous natural and industrial processes where they appear, the dynamics of such particles is still not fully understood. In particular, there is no acceptable model either for their motion or for the manner with which they perturb the carrier flow. The numerical and experimental work of this thesis contribute to a better understanding of such aspects. A first part is dedicated to study numerically the dynamics of isolated spherical particles. I have developed analysis tools that allowed me to quantify their relative motion to the fluid and their local influence on the turbulent flow. A second part concerns the collective effects of a large number of particles onto turbulence. For that, I have performed experimental particle-tracking measurements in a von Kármán flow seeded with various particles volume fractions. The main result is a tendency for the particles to attenuate the amplitude of turbulent fluctuations. At variance, the particles have no influence on the fine statistical properties of the flow. Also, these measurements suggest the large scales of the flow undergo a phase transition at volume fractions above a critical threshold.



# Table des matières

Remerciements . . . . .	iv
Résumé/Abstract . . . . .	v
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Suspensions turbulentes de particules</b>	<b>5</b>
1.1 Particules et écoulements au quotidien . . . . .	5
1.2 Turbulence développée . . . . .	8
1.2.1 Dynamique des fluides incompressibles . . . . .	8
1.2.2 Cascade d'énergie et propriétés d'échelle . . . . .	9
1.2.3 Intermittence . . . . .	12
1.3 Modèles pour la dynamique de particules . . . . .	15
1.3.1 Traceurs passifs . . . . .	15
1.3.2 Petites particules solides . . . . .	17
1.3.3 Particules de taille finie ou de nombre de Reynolds non-nul . . . . .	20
1.4 Propriétés dynamiques des particules dans des écoulements turbulents . . . . .	21
1.4.1 Particules ponctuelles . . . . .	21
1.4.2 Effets de taille finie . . . . .	25
1.5 Effets des particules sur la turbulence . . . . .	30
1.5.1 Modification locale de l'écoulement . . . . .	30
1.5.2 Effets collectifs . . . . .	31
<b>2 Mouvement relatif d'une particule isolée de taille finie et perturbations de l'écoulement turbulent</b>	<b>35</b>
2.1 Simulations numériques directes . . . . .	37
2.2 Mouvement relatif au fluide de grosses particules . . . . .	42
2.2.1 Définitions possibles de la direction de glissement et profil moyen . . . . .	44
2.2.2 Estimation de la vitesse de glissement . . . . .	48
2.2.3 Corrélations du glissement et de la force . . . . .	51



2.3	Effets de la particule sur la turbulence . . . . .	53
2.3.1	Énergie cinétique et taux de dissipation . . . . .	53
2.3.2	Particule et écoulement de paroi . . . . .	55
2.4	Discussions . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Dispositif expérimental pour l'étude des effets collectifs d'une phase dispersée sur un écoulement turbulent</b>	<b>61</b>
3.1	Contexte . . . . .	61
3.2	Écoulement de von Kármán . . . . .	63
3.3	Particules de flottabilité nulle . . . . .	65
3.4	Détection des traceurs . . . . .	70
3.5	Vélocimétrie par suivi lagrangien (PTV) . . . . .	72
3.5.1	Identification bidimensionnelle des traceurs . . . . .	73
3.5.2	Reconstruction des positions tridimensionnelles . . . . .	74
3.5.3	Reconstruction des trajectoires . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Modulation de la turbulence dans un écoulement de von Kármán par des particules de tailles inertielles</b>	<b>81</b>
4.1	Fréquence de rotation des hélices . . . . .	82
4.2	Statistiques de la vitesse . . . . .	83
4.2.1	Filtrage des données . . . . .	84
4.2.2	Effet des particules sur les fluctuations de vitesse . . . . .	88
4.3	Dispersion des traceurs . . . . .	91
4.4	Propriétés inertielles de la turbulence . . . . .	95
4.4.1	Fonctions de structure Eulériennes et taux de transfert d'énergie . . . . .	95
4.4.2	Fonctions de structure lagrangiennes . . . . .	100
4.5	Statistiques de l'accélération . . . . .	102
4.6	Une possible transition de phase dans l'écoulement moyen ? . . . . .	106
<b>5</b>	<b>Résumé et perspectives</b>	<b>109</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>125</b>

# Introduction générale

La turbulence est omniprésente dans la nature. Contrairement à plusieurs autres phénomènes, on n'a pas besoin d'instruments sophistiqués et coûteux pour observer ses manifestations et ses impacts. Tous les écoulements fluides qui nous entourent (allant de la tasse de café aux mouvements du gaz dans le milieu interstellaire) sont dans un régime turbulent. Cette turbulence est fondamentale pour la dynamique de l'atmosphère par le rôle qu'elle joue pour le mélange des masses d'air. Elle accélère par exemple la diffusion de la chaleur ou de polluants et accélère la formation des gouttelettes dans les nuages. Depuis les fleuves jusqu'aux océans, la turbulence participe au transport des sédiments, à la régénération de nutriments pour le plancton et donc de nourriture pour les poissons, et au mélange des masses d'eaux douces et salées, chaudes et froides. Elle joue ainsi un rôle fondamental dans l'efficacité et la stabilité des courants marins qui répartissent la chaleur entre les zones équatoriales et tempérées de la planète. En astrophysique, la turbulence est présente dans les disques de gaz et de poussière autour des étoiles où elle contribue à la formation des embryons planétaires par accrétion. Bien entendu, on la trouve aussi dans de nombreuses applications industrielles. Dans l'agroalimentaire ou la chimie, les procédés de fabrication de la plupart des produits se font dans un milieu turbulent.

Les écoulements turbulents que l'on rencontre dans la nature ou dans les applications industrielles sont souvent chargés d'impuretés que l'on assimile la plupart du temps, par simplicité, à des particules sphériques. Selon leur nature ou le milieu où elles sont, de telles particules ont un impact important aussi bien sur les différents processus qui ont lieu dans le fluide que sur la dynamique même de l'écoulement porteur. Récemment, l'attention a été attirée sur les particules solides fines émises dans l'atmosphère par les activités humaines. Ces particules ont un effet néfaste sur la qualité de l'air que nous respirons, car elles ne sont pas filtrées par notre système respiratoire. Pour cette raison, elles ont été pointées comme substance cancérigène par l'Organisation mondiale de la Santé. Aussi, de tels aérosols interviennent dans différentes réactions chimiques et changent ainsi la composition de l'air.

Ils jouent aussi un rôle non négligeable dans les processus météorologiques et climatiques. D'une part, ils affectent directement le bilan radiatif de la Terre, soit en changeant son albédo, soit en participant à l'effet de serre. D'autre part, ils servent de noyau de condensation dans la formation des nuages et par conséquent participent au cycle de l'eau. Finalement, on trouve des suspensions de particules dans de nombreux écoulements diphasiques intervenant dans les applications industrielles. Des exemples incluent les réacteurs et chambres de combustion utilisant un lit fluidifié pour faciliter la catalyse hétérogène ou pour optimiser la combustion des gaz dans les moteurs.

Du fait de ces applications importantes, cela fait maintenant plus d'un siècle que le transport par des écoulements turbulents est au centre de nombreux travaux scientifiques. Parmi les enjeux majeurs, citons notamment la recherche de lois physiques universelles permettant de décrire les propriétés intrinsèques de la turbulence, la compréhension des effets de la turbulence dans les processus de diffusion, de dispersion et de convection et le développement de modèles capables de décrire la dynamique des impuretés et de leurs effets sur l'écoulement. Comme cela est détaillé dans le Chapitre 1, plusieurs réponses partielles ont été apportées à ces questions. Toutefois, nous verrons que de nombreuses questions restent ouvertes sur, d'une part, la modélisation de particules de tailles finies et, d'autre part, les effets de telles particules sur les propriétés turbulentes de l'écoulement. La majeure partie des travaux a porté sur des particules de taille suffisamment petite pour que l'écoulement qui les entoure soit dominé par la viscosité moléculaire et puisse être intégré de manière explicite. Au-delà de cette approximation, et donc pour des particules dont la taille est plus grande que les échelles visqueuses de l'écoulement, les effets inertiels non-linéaires doivent être pris en compte. On ne connaît alors pas de solution explicite de l'écoulement au voisinage de la particule et il n'y a donc pas de modèle explicite pour écrire la dynamique de celle-ci. Aussi, les perturbations de l'écoulement ont lieu sur des distances à la particule qui sont comparables aux échelles actives de la turbulence. Les effets se superposent et l'on s'attend à des modifications non-triviales des statistiques de l'écoulement.

Avec ce travail de thèse, je compte apporter ma contribution à ces questions. Mon approche est double. Dans un premier temps, j'ai étudié en utilisant des simulations numériques directes, le cas d'une particule de taille finie et de flottabilité nulle isolée dans un écoulement en turbulence homogène isotrope développée. Ensuite, pour étudier les effets collectifs de telles particules sur l'écoulement porteur, j'ai réalisé des mesures expérimentales sur la modulation de la turbulence dans un écoulement de von Kármán.

Le Chapitre 2 est dédié aux travaux que j'ai effectués à partir de simula-

tions numériques directes pour étudier la dynamique d'une grosse particule isolée dans un écoulement turbulent. Cette étude a conduit à une publication en collaboration avec Holger Homann et Jérémie Bec, parue dans le *Journal of Fluid Mechanics* (volume **735**, R1, 2013). Après avoir décrit la méthode numérique que nous avons utilisée, je me consacre à la description de la démarche détaillée que nous proposons et aux résultats que nous avons obtenus. J'introduis dans ce Chapitre une définition de la direction du mouvement de la particule relatif à l'écoulement environnant. Cette définition est ensuite utilisée pour construire le champ de vitesse moyen du fluide autour de la particule. Ceci conduit à une estimation de la vitesse de glissement de la particule et au nombre de Reynolds qui lui est associé. J'ai ensuite étudié les modifications de l'écoulement induites par la présence de la particule. J'ai pu montrer que la particule agit comme un écran qui atténue les fluctuations turbulentes dans son sillage. Cela se produit jusqu'à des distances en aval qui sont de l'ordre du diamètre de la particule. La particule pacifie ainsi la turbulence en réduisant notamment le taux de dissipation d'énergie par rapport à sa valeur moyenne dans le cœur de l'écoulement. Finalement, je présente dans ce Chapitre des arguments dimensionnels qui permettent d'effectuer une analogie entre les effets de la particule et les écoulements pariétaux. J'ai notamment obtenu de l'évidence qu'il existe une sous-couche logarithmique à des distances comprises entre l'épaisseur de la couche limite visqueuse et le diamètre  $D_p$  de la particule. Des arguments asymptotiques peuvent être alors utilisés pour relier les grandeurs physiques associées à la sous-couche visqueuse au diamètre de la particule et aux propriétés de l'écoulement turbulent externe. On peut en particulier montrer que le nombre de Reynolds de friction se comporte comme  $Re_\tau \propto (D_p/\eta)^{4/3}$  où  $\eta$  désigne l'échelle dissipative de Kolmogorov.

Le reste du manuscrit est dédié aux travaux expérimentaux que j'ai effectués à l'Institut Max Planck pour la Dynamique et l'Auto-organisation de Göttingen en Allemagne. Le Chapitre 3 est dédié à la description du dispositif que j'ai utilisé pour mesurer l'effet collectif des particules de taille finie et de flottabilité nulle. J'ai considéré un écoulement d'eau de type von Kármán maintenu dans un état de turbulence développée (avec  $R_\lambda \approx 300$ ) par deux hélices maintenues en contra-rotation avec un torque approximativement constant. L'écoulement est analysé en effectuant le suivi lagrangien de traceurs fluorescents par trois caméras de haute cadence. Le volume de mesure situé au centre du réservoir est éclairé par un laser de puissance. Nous avonsensemencé cet écoulement avec des grosses particules sphériques en polymère super-absorbant. Leur indice optique, ainsi que leur densité de masse, sont très proches de ceux de l'eau. Leur diamètre est de l'ordre de  $D_p \approx 90\eta \approx L/9$  et se trouve donc à l'intérieur de la gamme d'échelles inertielles. Deux grilles

situées proches des hélices empêchent les particules d'entrer en collision avec celles-ci. On varie alors la fraction volumique des particules entre  $\Phi_v = 0$  et 10% pour mesurer leur effet sur les caractéristiques de l'écoulement. Les résultats sont décrits dans le Chapitre 4. Ils ont donné lieu à un article en collaboration avec Ewe Wei Saw, Mathieu Gibert, Eberhard Bodenschatz et Jérémie Bec soumis à la revue *Physics of Fluids* en 2015. L'effet collectif le plus notable que nous avons observé est que l'augmentation du nombre de particules s'accompagne d'une décroissance continue de l'énergie cinétique turbulente  $u_{\text{rms}}^2$  ainsi que du taux moyen  $\varepsilon$  de transfert d'énergie aux échelles inertielles. Ainsi, un accroissement de la fraction volumique  $\Phi_v$  occupée par la phase dispersée est responsable d'une atténuation de la turbulence, alors que le nombre de Reynolds associé à la rotation des hélices reste lui constant. Les déviations de l'énergie cinétique et du taux moyen de transfert varient tous deux comme  $\Phi_v^{2/3}$ . Ceci suggère que seules les particules situées sur une surface affectent ces quantités globales. Comme nous le verrons aussi dans ce Chapitre, j'ai aussi obtenu de l'évidence forte que les propriétés turbulentes fines de l'écoulement sont inchangées par la présence des particules. En particulier, nos mesures montrent que les statistiques d'ordre deux des incréments de vitesse eulériens sont les mêmes que dans le cas sans particule. Il en est de même pour les statistiques lagrangiennes telles que les fonctions de structure ou la distribution d'accélération. Finalement, les observations expérimentales que j'ai effectuées suggèrent l'existence d'une transition de phase entre deux régimes caractérisant l'écoulement moyen. Cette transition a lieu lorsque la distance moyenne entre les grosses particules est de l'ordre de l'épaisseur de leurs couches limites turbulentes.

L'ensemble de ces travaux ouvre de nombreuses questions et apporte de nouvelles perspectives à l'étude des interactions fluide-particules et des suspensions turbulentes. Je donne dans le Chapitre 5 un aperçu de ces aspects.

# Chapitre 1

## Suspensions turbulentes de particules

### 1.1 Particules et écoulements au quotidien

La description de nombreux phénomènes naturels et procédés industriels nécessite de comprendre les interactions entre un écoulement fluide et des particules de taille finie en suspension. Par exemple, dans les océans les particules sont au cœur des processus microbiens, du cycle du carbone et de la dynamique de la chaîne alimentaire [GRW00]. Dans l'atmosphère, les origines naturelles des particules sont principalement les éruptions volcaniques, les embruns marins et l'érosion éolienne [MC98]. Les particules de types anthropiques sont quant à elles issues de la combustion du bois de chauffage et de la biomasse à ciel ouvert et surtout la combustion d'énergies fossiles dans les moyens de transport et les processus industriels. Ces particules, une fois émises, sont transportées et dispersées dans l'atmosphère avant de se déposer de nouveau à la surface de la Terre. Lors de leur résidence dans l'atmosphère, de tels aérosols ont un impact important, à la fois à travers leurs conséquences directes sur la vie des animaux et des hommes, mais aussi à travers leur rôle dans de nombreux processus géophysiques. Les particules modifient le bilan radiatif de l'atmosphère avec comme effets directs, d'une part, leur participation à l'effet de serre et au réchauffement climatique et, d'autre part, leur modification de l'albédo et son impact sur le refroidissement de la Terre. Les aérosols ont aussi un impact indirect sur le climat vu leur rôle de noyau de condensation dans le cycle des précipitations. Un plus grand nombre de particules dans l'atmosphère implique une modification du nombre et des tailles caractéristiques des gouttelettes dans les nuages. De nombreuses questions restent ouvertes sur les conséquences de ces effets sur la modification de la

## 1.1 Particules et écoulements au quotidien

---

durée de vie des nuages, de leur type et sur une possible diminution des précipitations[SF09]. Il est ainsi important de quantifier les échelles de temps de résidence des particules dans l’atmosphère. Pour cela, il faut notamment comprendre et décrire l’ensemble des phénomènes qui entrent en jeux. À savoir caractériser les types de particules, leurs sources, leurs concentrations spatiales et temporelles, les lois physiques qui gouvernent leur transport et enfin leurs effets sur la dynamique du fluide qui les transporte.



FIGURE 1.1 – Gauche : Image satellite montrant une concentration d’aérosols au-dessus de la côte atlantique du Sahara occidental (source : NASA). Droite : Vue de Nice après une forte pluie montrant la pollution (coloration) de l’eau de la Baie des Anges dû aux sédiments charriés par le Paillon (source : Christophe).

Les écoulements transportant une phase dispersée sont présents dans de nombreux procédés entrant dans des applications industrielles. Par exemple, la fabrication de produits alimentaires implique en général deux phases, une phase liquide (eaux, huiles) et une phase solide (légumes, fruits, morceaux de viande). Pour simplifier, la phase dispersée peut être assimilée à un ensemble de particules de forme sphérique. On trouve aussi de telles particules dans la fabrication de sprays industriels qui sont utilisés pour rafraîchir l’air (parfum, déodorant) ou injectés dans les chambres de combustion de différents types de moteurs [BLV<sup>+</sup>12]. Ces suspensions solides modifient les propriétés de la phase porteuse. Ainsi, comprendre simultanément la dynamique de telles particules et leurs effets sur l’écoulement turbulent dans lequel elles sont suspendues, permettra de mieux caractériser et d’optimiser les propriétés de mélange, de concentration et de transformation dans de tels processus industriels.

Un autre cas intéressant d’interactions entre particules et fluide porteur est le transport de sédiments dans les cours d’eau [BB95]. Ces sédiments peuvent être de tailles et de formes variées. Leur présence altère fortement les propriétés de transfert de chaleur et de lumière et, selon leur nature,

peuvent constituer des nutriments ou des éléments toxiques. Ils ont ainsi une influence sur la vie des animaux aquatiques et sur la flore marine. Aussi ils interviennent dans la dynamique de l'écoulement d'eau dans lequel ils sont suspendus. Par exemple, les sédiments avec une certaine taille présents au fond des fleuves changent la granulométrie. Ils modifient les propriétés de la couche limite et peuvent notamment diminuer les frottements de l'eau. Il semble que ce processus permet aux plus gros tourbillons d'atteindre alors le fond du fleuve et ainsi de décrocher et remettre en suspension ces sédiments. Comprendre l'ensemble de ces processus est ainsi important pour modéliser et quantifier l'évolution des écosystèmes aquatiques.

Les interactions entre particules solides et écoulements de paroi ont aussi d'importantes applications dans de nombreuses situations industrielles. Lorsqu'un écoulement dans un canal ou un tuyau transporte des impuretés, il arrive souvent que les mécanismes de transfert de chaleur, d'énergie et la dissipation soient fortement modifiés. Par exemple, l'ajout d'une petite quantité de polymères dans un écoulement peut entraîner une réduction de la friction et de la traînée [WM08]. Dans de tels fluides viscoélastiques, le couplage entre le fluide environnant et l'élongation des polymères peut souvent être modélisé en termes d'un tenseur local de conformation des polymères. Ceci permet, d'une part, de quantifier les échanges entre les énergies cinétique et élastique et, d'autre part, d'interpréter la réduction de la traînée turbulente comme étant due à une atténuation des grands gradients de vitesse [PDP06]. Cependant, pour une suspension turbulente de particules de tailles finies, les mécanismes en jeu sont plus complexes et dans ce cas, la turbulence peut être aussi bien amplifiée qu'atténuée suivant la fraction volumique, la taille et le rapport de densité entre le fluide et les impuretés [BE10, LFE10]. Il a aussi été montré que pour les écoulements de paroi, la transition vers la turbulence peut être accélérée ou retardée suivant la taille et la fraction volumique de particules [MMG03, LAMC13, LPBB14]. Malgré ces résultats, il n'existe pas encore une compréhension systématique et détaillée des mécanismes généraux de modulation de la turbulence par les particules de tailles finies. C'est seulement dans le cas des très petites particules et sous certaines hypothèses que le bilan d'énergie entre la phase dispersée et le fluide peuvent être modélisés. Au-delà de ces limites, soit les effets de taille finie empêchent une formulation explicite de la force exercée sur la surface des particules, soit les concentrations élevées nécessitent la prise en compte de possibles effets collectifs entre particules.

Pour les différentes raisons expliquées ci-dessus, l'étude de l'interaction entre particules et écoulements est une des questions clés de la mécanique des fluides. Dans cette thèse, nous allons surtout nous intéresser à la dynamique de grosses particules solides à flottabilité nulle dans des écoulements



turbulents. Nous utiliserons pour cela, d'une part, des outils théoriques et numériques pour comprendre la dynamique d'une particule isolée dont la taille est aux échelles inertielles et, d'autre part, des techniques expérimentales pour étudier les effets de telles particules de taille finie sur l'écoulement turbulent qui les transporte.

## 1.2 Turbulence développée

Nous sommes principalement entourés de deux types de fluides, l'air et l'eau qui jouent des rôles importants dans les bilans énergétiques de la Terre. La circulation des différentes masses d'air entraîne le mélange, le transport et la dispersion des molécules, de la poussière et de la chaleur dans l'atmosphère. De son côté, le déplacement des courants marins permet la redistribution de la chaleur, le transport des particules solides et du phytoplancton dans les océans et les mers.

Lorsque l'on s'intéresse aux propriétés dynamiques fines de particules en suspension, ce sont généralement les plus petites échelles de tels écoulements qui entrent en jeu. Les mouvements du fluide peuvent alors être décrits par l'équation de Navier–Stokes tridimensionnelle incompressible. Aussi, les écoulements d'intérêt dans les applications naturelles et industrielles sont généralement dans un régime turbulent. Dans cette section, nous effectuons des rappels succincts des caractéristiques de tels écoulements.

### 1.2.1 Dynamique des fluides incompressibles

Ainsi, l'équation mathématique qui décrit le mouvement d'un fluide parfait et incompressible a été écrite pour la première fois par Leonhard Euler en 1755 [Hun06]. Elle décrit l'évolution du champ de vitesse  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  en fonction du temps  $t$  et de la position spatiale  $\mathbf{x}$ . L'équation d'Euler conserve l'énergie et est invariante d'échelle. Toutefois, dans la réalité, la plupart des fluides sont visqueux. Ainsi, quand on tient compte de la viscosité cinématique  $\nu$  (rapport entre la viscosité dynamique et la masse volumique), on obtient que le champ de vitesse est solution de l'équation de Navier–Stokes incompressible

$$\begin{aligned}\partial_t \mathbf{u} &= -\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} - \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0\end{aligned}\tag{1.1}$$

où le champ scalaire  $p$  est la pression. La condition d'incompressibilité qui traduit la conservation du volume est introduite par  $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ .

On peut remarquer que le terme non linéaire  $(\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u})$  représente l'advection du champ de vitesse du fluide par lui-même. Toute la difficulté réside dans ce terme qui rend très compliqué une analyse générale des équations d'Euler et de Navier–Stokes. C'est pourquoi depuis près de trois cents ans, la plupart des questions fondamentales liées à ces équations n'ont toujours pas de réponses uniques et universelles. Ceci fait du problème de la résolution des équations de Navier–Stokes une des questions ouvertes du prix du millénaire de l'Institut de Mathématique Clay, avec à la clé une récompense d'un million de dollars américains. L'importance de ce terme vis-à-vis du terme visqueux se mesure grâce au nombre de Reynolds

$$Re \approx \frac{\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}}{\nu \nabla^2 \mathbf{u}} \approx \frac{LU}{\nu}, \quad (1.2)$$

où  $L$  représente l'échelle spatiale caractéristique de l'écoulement et  $U$  est l'amplitude caractéristique de la vitesse. Lorsque  $Re$  est petit, on dit que l'écoulement est laminaire. Le terme non linéaire ne joue pas un rôle important et l'on peut donc l'omettre. Il a été mis en évidence expérimentalement pour la première fois par Osborne Reynolds en 1883 que lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment élevé, l'écoulement change de régime. Il perd sa stabilité et devient chaotique, fluctuant en fonction de l'espace et du temps. Le nombre de Reynolds permet ainsi de connaître le seuil critique à partir duquel un écoulement laminaire devient turbulent. Pour plus de détails sur les équations de Navier–Stokes, le lecteur motivé pourra se référer à [Fri95].

### 1.2.2 Cascade d'énergie et propriétés d'échelle

Le concept le plus spectaculaire et qui a joué un rôle central dans notre compréhension de la turbulence fût introduit en 1922 par Lewis Fry Richardson. Il est connu sous le nom de cascade d'énergie et consiste à considérer que dans un écoulement turbulent tridimensionnel développé, la dynamique et les instabilités hydrodynamiques ont pour effet de transférer l'énergie cinétique des plus grandes échelles (où elle est injectée) vers les plus petites (où la viscosité moléculaire la dissipe). La phénoménologie de cette cascade fait intervenir des tourbillons de différentes tailles et durées de vie. Les plus grandes échelles sont dictées par le mécanisme d'injection, qui peut être soit une instabilité (par exemple un jet ou une couche de mélange), soit une interaction avec une paroi (écoulement dans un canal, sillage d'un objet solide), soit encore un forçage volumique (par exemple convection thermique, différences de densité, ou bien encore un forçage aléatoire, comme cela est souvent utilisé dans les simulations numériques). La taille des plus grands tourbillons se déduit généralement du mécanisme d'injection d'énergie. Toutefois, pour avoir une

## 1.2 Turbulence développée

---

description commune à toutes ces configurations, on définit généralement l'échelle intégrale  $L$  à partir de la corrélation à deux points de la vitesse :

$$L \equiv \frac{1}{C_{11}(0, \mathbf{x}, t)} \int_0^\infty C_{11}(\mathbf{n}_1 r, \mathbf{x}, t) dr, \quad (1.3)$$

avec  $C_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, t) \equiv \langle u_i(\mathbf{x}, t) u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \rangle$ ,

où  $\mathbf{n}_1$  est un vecteur unitaire dans la direction  $x_1$  considérée [Pop00]. Selon Richardson, l'énergie contenue dans les grandes échelles est ensuite transférée par brisures successives des plus grandes structures. La dissipation visqueuse entre en jeu pour les plus petites structures de taille  $\eta$  (échelle de Kolmogorov). Les échelles  $\ell$  telles que  $\eta \ll \ell \ll L$  sont appelées échelles inertielles. Dans cette gamme inertielle, les statistiques de la turbulence sont en principe universelles et indépendantes du nombre de Reynolds.

Une des quantités clés caractérisant les propriétés du champ de vitesse sont les fonctions de structure longitudinales. Elles sont définies comme le moment d'ordre  $p$  des incréments de vitesse  $\delta \mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{x} + \boldsymbol{\ell}, t) - \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  entre deux points séparés par  $\ell = |\boldsymbol{\ell}|$  et projetés sur le vecteur unitaire ( $\hat{\boldsymbol{\ell}} = \boldsymbol{\ell}/\ell$ ) dans la direction de séparation :

$$S_p^\parallel(\mathbf{x}, \boldsymbol{\ell}) = \left\langle (\delta^\parallel u_\ell)^p \right\rangle \text{ avec } \delta^\parallel u_\ell = \hat{\boldsymbol{\ell}} \cdot \delta \mathbf{u}. \quad (1.4)$$

Les chevrons  $\langle \cdot \rangle$  désignent ici des moyennes sur toutes les fluctuations turbulentes du champ de vitesse. Lorsque celles-ci sont homogènes et isotropes, les fonctions de structures longitudinales sont des fonctions scalaires qui ne dépendent que du module  $\ell$  de la séparation.

L'idée de cascade d'énergie a beaucoup inspiré A.N. Kolmogorov qui a contribué à la mise en place de certains résultats parmi les plus importants en turbulence développée. Un premier travail publié en 1941 est à ce jour le seul résultat exact sur les statistiques des champs de vitesse turbulents. Il s'agit de la fameuse loi des 4/5 [Fri95]. Lorsque l'écoulement est homogène et isotrope, on peut écrire pour des séparations  $\ell$  aux échelles inertielles que la fonction de structure longitudinale d'ordre trois est proportionnelle à la séparation  $\ell$ , à savoir

$$S_3^\parallel(\ell) = \left\langle \left( \hat{\boldsymbol{\ell}} \cdot \delta^\parallel u_\ell \right)^3 \right\rangle = -\frac{4}{5} \varepsilon \ell, \quad (1.5)$$

où  $\varepsilon = (\nu/2) \langle \sum_{i,j} (\partial_i u_j + \partial_j u_i)^2 \rangle$  est le taux moyen de dissipation d'énergie cinétique par unité de masse. Ce résultat peut être interprété comme une conséquence directe du transfert directionnel moyen de l'énergie depuis les

grandes structures vers les petites. Il reste à ce jour la seule conclusion universelle en turbulence homogène et isotrope sur le comportement des différences de vitesse dans la gamme d'échelles inertielles.

Un autre résultat important de Kolmogorov [Kol41] obtenu la même année porte sur l'hypothèse d'auto-similarité des écoulements turbulents et a conduit à ce que l'on appelle maintenant la phénoménologie Kolmogorov 1941 (K41) de la turbulence. Cette approche concerne le cas des très grands nombres de Reynolds ( $Re \rightarrow \infty$ ) et des écoulements homogènes isotropes. En postulant que le taux de dissipation de l'énergie  $\varepsilon$  a une limite finie non nulle et sous un certain nombre d'hypothèses, les statistiques du champ de vitesse aux petites échelles  $\ell \ll L$  ne dépendent que de  $\varepsilon$  et de l'échelle  $\ell$  considérée (ce qui signifie que les effets de la viscosité moléculaire  $\nu$  sont négligeables). Par analyse dimensionnelle, il en découle que les différences de vitesse typiques à cette échelle se comportent comme

$$\delta u_\ell \sim (\varepsilon \ell)^{1/3}. \quad (1.6)$$

Le temps de retournement associé à de telles fluctuations s'écrit alors  $\tau_\ell = \ell / \delta u_\ell \sim \varepsilon^{-1/3} \ell^{2/3}$ .

Par continuité, les fluctuations à grande échelle sont de l'ordre de  $\delta u_L \sim (\varepsilon L)^{1/3}$ , de sorte que le nombre de Reynolds se comporte comme  $Re = u_L L / \nu \sim \varepsilon^{1/3} L^{4/3} / \nu \gg 1$ . On peut en fait définir un nombre de Reynolds associé aux fluctuations de la vitesse à toutes les échelles  $\ell < L$  comme  $Re_\ell = \delta u_\ell \ell / \nu \sim \varepsilon^{1/3} \ell^{4/3} / \nu$ . On voit aisément que lorsque  $\ell$  diminue, le nombre de Reynolds associé diminue lui aussi. Il existe une échelle spécifique, que l'on note  $\eta$  et pour laquelle  $Re_\eta = 1$ . Il s'agit de l'échelle dissipative de Kolmogorov qui par définition est égale à

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}. \quad (1.7)$$

En dessous de cette échelle, pour  $\ell < \eta$ , on a  $Re_\ell < 1$  et les effets de la dissipation visqueuse sont donc dominants. Le temps de retournement associé à l'échelle dissipative de Kolmogorov s'écrit

$$\tau_\eta = \frac{\eta}{\delta u_\eta} = \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2}. \quad (1.8)$$

L'échelle de Kolmogorov permet de caractériser le nombre  $\mathcal{N}$  de degrés de liberté d'un écoulement turbulent. En supposant qu'il est important de connaître indépendamment toutes les fluctuations de vitesse dans des boîtes de taille  $\eta$  dans un domaine de taille  $L$ , on voit aisément qu'en turbulence tri-dimensionnelle, il faut ainsi caractériser de l'ordre de  $\mathcal{N} = (L/\eta)^3$  grandeur.

D'après ce que nous avons vu ci-dessus, on a  $L \sim Re^{3/4} \nu^{3/4} / \varepsilon^{1/4} = Re^{3/4} \eta$ . On obtient donc que le nombre de degrés de liberté d'un écoulement turbulent se comporte comme  $\mathcal{N} \sim Re^{9/4}$ . Le nombre de Reynolds basé sur l'échelle intégrale  $L$  permet ainsi de caractériser la complexité d'un l'écoulement turbulent. Cependant en turbulence développée, les numériciens et expérimentateurs ont plutôt tendance à utiliser le nombre de Reynolds  $R_\lambda$  fondé sur la micro-échelle de Taylor  $\lambda$  et défini comme

$$R_\lambda = \frac{u_{rms} \lambda}{\nu} \quad (1.9)$$

où  $u_{rms} \approx \delta u_L / \sqrt{2}$  représente l'écart-type des fluctuations d'une composante  $u_i$  de la vitesse. La micro-échelle de Taylor s'écrit comme

$$\frac{1}{\lambda} = \left( \frac{\langle (\partial_i u_i)^2 \rangle}{u_{rms}^2} \right)^{1/2}. \quad (1.10)$$

Pour plus de détails sur l'idée de cascade d'énergie et les hypothèses de Kolmogorov, le lecteur pourra consulter les ouvrages suivants [Fri95, Pop00, VKL03].

### 1.2.3 Intermittence

Le principe d'auto-similarité des écoulements turbulents (phénoménologie K41 introduite dans la section précédente) permet de prédire que, pour des séparations  $\ell$  aux échelles inertielles, les fonctions de structures longitudinales eulériennes suivent la loi d'échelle

$$S_2^{\parallel}(\ell) = \left\langle \left[ \hat{\boldsymbol{\ell}} \cdot (\mathbf{u}(\mathbf{x} + \ell, t) - \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)) \right]^2 \right\rangle \simeq C_2 (\varepsilon \ell)^{2/3}, \quad (1.11)$$

où  $C_2$  est appelée constante de Kolmogorov et est en principe universelle. Les mesures expérimentales et numériques de cette constante montrent que  $C_2 \approx 2.1$  dans différents types d'écoulements turbulents (voir Sreenivasan [Sre95]). Toutefois, comme nous le verrons par la suite, les propriétés d'échelle des fonctions de structure ne sont pas exactement décrites par l'approche K41.

Le même type de raisonnement s'applique aux fonctions de structure d'ordres supérieurs. Sous les hypothèses d'auto-similarité, l'analyse dimensionnelle nous permet d'écrire

$$S_p(\ell) \simeq C_p \varepsilon^{p/3} \ell^{p/3}. \quad (1.12)$$

Selon K41, les constantes sans dimensions  $C_p$  sont universelles et ne dépendent pas du nombre de Reynolds. Toutefois, ce cadre phénoménologique pour la description des écoulements turbulents est fortement questionné depuis notamment les travaux de Landau et Obukhov. Landau par exemple n'était pas d'accord sur l'universalité de la constante  $C_2$ . Plusieurs études poussées ont en fait montré que les prédictions obtenues à partir de K41 n'étaient pas vérifiées. Les fonctions de structure montrent des lois d'échelles anormales de la forme  $S_p(\ell) \sim \varepsilon^{p/3} \ell^{p/3} (\ell/L)^{\zeta_p - p/3} \propto \ell^{\zeta_p}$ . L'auto-similarité K41 implique que  $\zeta_p = p/3$ . Des mesures numériques et expérimentales montrent des déviations à ce comportement pour les moments d'ordres élevés. Le comportement non-linéaire des exposants  $\zeta_p$  en fonction de leur ordre  $p$  peut être observé sur la Fig. 1.2; il s'agit là de données issues de différentes études expérimentales [ABB<sup>+</sup>96]. Pour déterminer la valeur des exposants  $\zeta_p$ , les auteurs de [ABB<sup>+</sup>96] ont utilisé la méthode Extended Self-Similarity (ESS) introduite par Benzi *et al.* [BCT<sup>+</sup>93]. On remarque sur cette figure que les exposants ont des déviations significatives par rapport au comportement auto-similaire  $\zeta_p = p/3$  pour des ordres suffisamment élevés ( $p \gtrsim 6$ ). En particulier, la fonction de structure d'ordre deux  $S_2^{\parallel}(\ell)$  est très proche du comportement K41 donné par (1.11). Comme nous le verrons par la suite, les mesures expérimentales de  $S_2^{\parallel}(\ell)$  et l'utilisation de la constante de Kolmogorov  $C_2 \approx 2.1$  permettent une détermination approximative du taux moyen de dissipation  $\varepsilon$ .

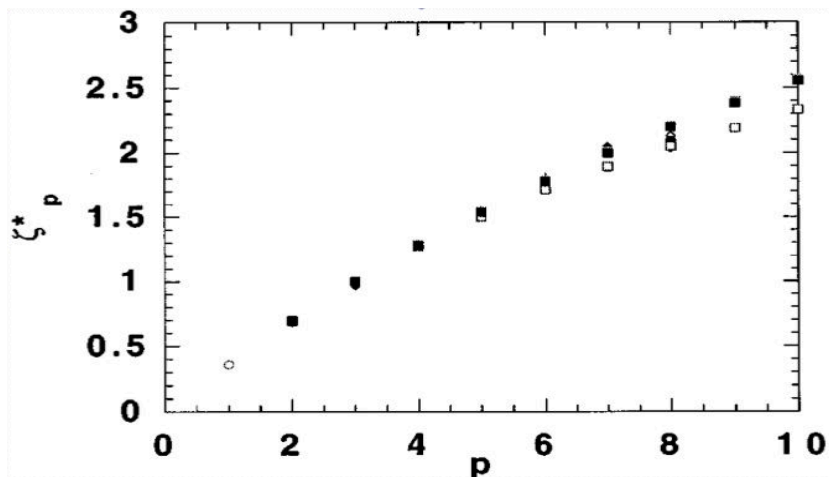


FIGURE 1.2 – Variation des exposants  $\zeta_p$  en fonction de l'ordre  $p$  des fonctions de structures eulériennes.

Cette déviation anormale (qu'on ne peut pas prédire par analyse dimensionnelle) des exposants par rapport à K41 est connue aussi sous le nom d'in-

termittence. Les relations non triviales entre moments différents impliquent notamment que les statistiques des différences de vitesse ne sont pas gaussiennes, comme cela est en fait sous-entendu par l'hypothèse d'auto-similarité. L'intermittence peut être observée dans le comportement en fonction de l'échelle des densités de probabilité (PDFs) des différences de vitesse longitudinales  $\delta^{\parallel}u_{\ell}$ . On peut notamment mesurer le coefficient d'aplatissement (flatness)  $F(\ell)$  défini par

$$F(\ell) = \frac{\langle (\delta^{\parallel}u_{\ell})^4 \rangle}{\langle (\delta^{\parallel}u_{\ell})^2 \rangle^2} \quad (1.13)$$

qui donne une information sur la nature des queues de la distribution. Pour une distribution gaussienne, on s'attend à ce que  $F(\ell) = 3$ . Les valeurs de  $F$  plus grandes donnent des queues plus larges par rapport au centre de la distribution [VKL03]. D'après K41, ce coefficient d'aplatissement devrait être indépendant de l'échelle  $\ell$ . Cependant, des mesures expérimentales et numériques ont montré que  $F(\ell)$  se comporte comme une loi de puissance de la séparation  $\ell$ .

La majeure partie des investigations pour tester l'approche K41 et mesurer l'intermittence ont été basées sur des mesures eulériennes du champ de vitesse turbulent. Ceci est dû au fait que les mesures lagrangiennes des statistiques de la vitesse ne sont pas simples à réaliser. Toutefois, au cours de ces dernières décennies, plusieurs mesures expérimentales ont caractérisé les incréments temporels

$$\delta^{\mathcal{L}}\mathbf{u}(\tau) = \mathbf{u}(\mathbf{X}(t + \tau), t + \tau) - \mathbf{u}(\mathbf{X}(t), t) \quad (1.14)$$

le long des trajectoires de traceurs  $\mathbf{X}(t)$  d'un écoulement turbulent [MMMP01, BBC<sup>+</sup>05, CRL<sup>+</sup>05, XBOB06]. En turbulence homogène et isotrope, ces incréments lagrangiens de la vitesse ne dépendent que du décalage temporel  $\tau$ . La théorie K41 prédit que les moments des composantes de  $\delta^{\mathcal{L}}\mathbf{u}(\tau)$ , appelés aussi fonctions de structure lagrangiennes peuvent s'écrire pour  $\tau$  dans la gamme inertielle ( $\tau_{\eta} \ll \tau \ll \tau_L$ ) comme

$$S_p^{\mathcal{L}}(\tau) = \langle [\delta^{\mathcal{L}}u_i(\tau)]^p \rangle = C_p^{\mathcal{L}} (\varepsilon \tau)^{p/2}. \quad (1.15)$$

Comme dans le cas eulérien, les données montrent des écart à ces lois d'échelle. Les fonctions de structure lagrangiennes montrent elles-aussi un comportement anormal de la forme  $S_p^{\mathcal{L}}(\tau) \sim \tau^{\zeta_p^{\mathcal{L}}}$ . Contrairement au cas eulérien où l'on connaît de façon exacte les propriétés d'échelle de  $S_3^{\parallel}$  (loi des 4/5), il n'y a aucune prescription dans le cas lagrangien. On s'attend toutefois à ce que  $\zeta_2^{\mathcal{L}} \approx 1$ , même si les mesures expérimentales et numériques ne donnent pas

d'évidence très forte pour ce comportement. Les exposants  $\zeta_p^{\mathcal{L}} = p/2$  peuvent être évalués en mesurant la dérivée logarithmique

$$\zeta_p^{\mathcal{L}} \approx \frac{d \log S_p^{\mathcal{L}}(\tau)}{d \log \tau}, \quad (1.16)$$

qui donne une mesure de la “pente locale” des fonctions de structure. Des méthodes expérimentales de suivi lagrangien des traceurs ont donné des mesures des fonctions de structure lagrangiennes. Comme observé par exemple par Mordant et al [MMMP01, CRL<sup>+</sup>05], l'intermittence lagrangienne semble bien plus forte que sa contre-partie eulérienne. Toutefois, la méthode basée sur (1.16) ne permet pas d'observer de façon évidente le plateau auquel on s'attend dans la gamme d'échelle  $\tau_\eta \ll \tau \ll \tau_L$ , et donc ne donne pas de valeur précise des exposants  $\zeta_p^{\mathcal{L}}$  [BBC<sup>+</sup>05]. Néanmoins, il est possible de s'inspirer des idées de l'Extended Self Similarity [BCT<sup>+</sup>93] en mesurant les variations de  $S_p^{\mathcal{L}}(\tau)$  par rapport à  $S_2^{\mathcal{L}}(\tau)$  :

$$\frac{\zeta_p^{\mathcal{L}}}{\zeta_2^{\mathcal{L}}} \approx \frac{d \log S_p(\tau)}{d \log S_2(\tau)}. \quad (1.17)$$

Xu *et al.* [XBOB06] ont utilisé cette méthode pour montrer que les  $\zeta_p^{\mathcal{L}}$  dévient très fortement de la prédiction K41. Plus récemment, Arnéodo *et al.* [ABB<sup>+</sup>08] ont comparé plusieurs résultats expérimentaux et numériques pour vérifier l'universalité des exposants  $\zeta_p^{\mathcal{L}}$ . On peut clairement observer sur la Fig. 1.3 que toutes les courbes se chevauchent aux temps suffisamment longs, confirmant ainsi un comportement universel des statistiques lagrangiennes de la vitesse.

Pour conclure cette partie, signalons qu'il existe des modèles qui permettent de prédire les propriétés intermittentes de la turbulence. On peut citer comme exemple l'approche multifractale (voir [BBC<sup>+</sup>04]), introduite par Parisi et Frisch [PF85].

## 1.3 Modèles pour la dynamique de particules

### 1.3.1 Traceurs passifs

Que ce soit dans la nature ou dans les applications industrielles, nous avons vu précédemment que les situations impliquant le transport de particules par des écoulements turbulents sont assez fréquentes. Pour modéliser la dynamique des particules et leur interaction avec le fluide, il est généralement nécessaire de simplifier le problème en ayant recours à un certain nombre



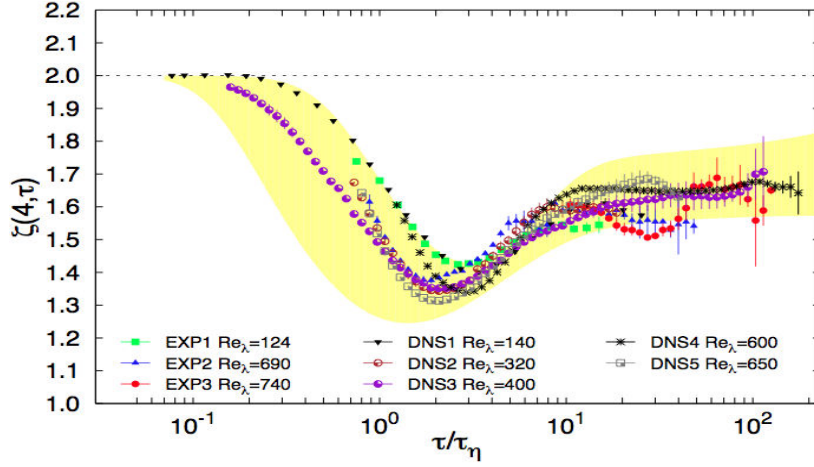


FIGURE 1.3 – Mesures expérimentales (EXP) et numériques (NUM) du rapport des exposants  $\zeta_4^{\mathcal{L}}/\zeta_2^{\mathcal{L}}$  associés aux fonctions de structure lagrangiennes d'ordre quatre et deux, représentées en fonction du temps de décalage normalisé par le temps de dissipation  $\tau_\eta$  (d'après [ABB<sup>+</sup>08]).

d'hypothèses sur la nature des particules. Par exemple, on considère souvent que les particules sont sphériques, qu'elles ont la même masse que le fluide et que leur taille est négligeable comparée à la plus petite échelle significative de l'écoulement turbulent, à savoir l'échelle dissipative de Kolmogorov  $\eta$ . De telles particules entrent dans l'approximation de traceurs passifs car leurs mouvements peuvent être assimilés à ceux des particules fluides. Ainsi, leur dynamique est donnée par

$$\frac{d}{dt} \mathbf{X}(t) = \mathbf{u}(\mathbf{X}(t), t), \quad (1.18)$$

où  $\mathbf{X}(t)$  désigne la position au temps  $t$  de la particule, et  $\mathbf{u}(\mathbf{X}(t), t)$  est la valeur instantanée du champ de vitesse du fluide à cette position.

De nombreuses études théoriques et numériques utilisent cette approche [TB09]. Du côté expérimental, on a généralement recours à des petites particules fluorescentes de tailles micrométriques pour effectuer du suivi lagrangien par des caméras rapides [Dra96]. Ces travaux ont donné des résultats importants non seulement sur de nombreuses questions liées au transport, au mélange et à la dispersion par la turbulence [Mei96, BOX<sup>+</sup>06, BHB13], mais aussi sur les statistiques lagrangiennes des écoulements turbulents. Par exemple, Mordant *et al.* [MDL<sup>+</sup>02, MLP04] ont étudié les statistiques lagrangiennes de la vitesse dans un écoulement de von Kármán. Ils ont pu montrer que les incréments de vitesse deviennent de plus en plus intermittents lorsque

la séparation temporelle diminue. Toujours en utilisant ce type d'approche, plusieurs études [YP89, MDL<sup>+</sup>02, MCB04, TBB<sup>+</sup>05] ont conclu que les amplitudes des accélérations sont corrélées sur des temps longs, ce qui peut être expliqué par le piégeage des particules fluides dans les filaments de vorticité de l'écoulement. Malgré ces nombreux résultats obtenus dans cette limite de traceurs passifs, il reste encore de nombreuses questions ouvertes pour les situations où la taille des particules n'est pas négligeable (de l'ordre où plus grande que  $\eta$ ) ou bien où leur densité diffère de façon significative de celle du fluide (par exemple des gouttelettes d'eau dans l'air ou des bulles d'air dans l'eau). Dans de tels cas, il faut tenir compte des effets liés à la taille finie des particules et des effets de densité. La dynamique de telles particules diffère alors de celle des traceurs. D'une part elles ne suivent pas exactement l'écoulement et d'autre part, elles sont susceptibles de le modifier localement.

### 1.3.2 Petites particules solides

Lorsque les particules ont une taille négligeable, mais une masse finie, il est possible d'écrire une équation explicite pour leur dynamique sans bien sûr les assimiler à des traceurs du fluide. Le fait qu'elles soient suffisamment petites laisse entendre que leur vitesse relative au fluide, appelée vitesse de glissement, reste modérée. Plus précisément, lorsque l'on dénote  $\Delta V$  l'amplitude typique de cette vitesse de glissement, nous nous plaçons ici dans l'asymptotique des très petits nombres de Reynolds particulières  $Re_p = D_p \Delta V / \nu$ , où  $D_p$  désigne le diamètre de la particule. Dans ce cas, on sait depuis les travaux de Sir George Gabriel Stokes en 1851 [Sto51] qu'il est possible de négliger les termes non-linéaires pour intégrer la vitesse du fluide au voisinage immédiat de la particule et d'obtenir explicitement l'équation de Newton qui décrit leur mouvement (voir par exemple [CEHGP99] pour une revue).

L'étude de la dynamique de telles particules a fait l'objet de plusieurs siècles de recherche fondamentale en mécanique des fluides. La contribution majeure de Stokes a été d'expliciter la contribution des forces de traînée visqueuse dans le cas de petites particules sphériques dans un fluide au repos. Cette force n'est dominante que pour des particules extrêmement petites et infiniment lourdes. Depuis, de nombreux travaux ont tenté de mieux caractériser les autres forces hydrodynamiques présentes. Lorsque les particules sont toujours très petites, mais ont une densité finie, il faut prendre en compte la force de masse ajoutée. Boussinesq [Bou85] et Basset [Bas88] ont proposé une expression de la force hydrodynamique exercée par un écoulement rampant à la surface d'une sphère de diamètre  $D_p$ . Ils ont notamment obtenu un nouveau terme de force qui fait intervenir l'historique de la force de traînée

le long de la trajectoire de la particule. L'équation de Newton s'écrit ainsi

$$\begin{aligned}
 m_p \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} &= (m_p - m_f) \mathbf{g} + m_f \frac{D\mathbf{u}}{Dt}(\mathbf{X}(t), t) - \frac{1}{2} m_f \left( \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} - \frac{D\mathbf{u}}{Dt}(\mathbf{X}(t), t) \right) \\
 &\quad - 3\pi D_p \rho_f \nu [\mathbf{V}_p - \mathbf{u}(\mathbf{X}(t), t)] \\
 &\quad - \frac{3}{2} \pi D_p^2 \rho_f \nu \int_0^t \frac{d\tau}{\sqrt{\pi\nu(t-\tau)}} \frac{d}{d\tau} [\mathbf{V}_p - \mathbf{u}(\mathbf{X}(\tau), \tau)] \quad (1.19)
 \end{aligned}$$

où  $\mathbf{g}$  est l'accélération de la pesanteur.  $m_p$  désigne la masse de la particule située à la position  $\mathbf{X}(t)$  et de vitesse  $\mathbf{V}_p = d\mathbf{X}(t)/dt$ . Le fluide à la position de la particule est caractérisé par sa densité  $\rho_f$ , sa viscosité cinématique  $\nu$ , sa vitesse  $\mathbf{u}(\mathbf{X}(t), t)$ .  $m_f$  est la masse de fluide déplacée par le volume de la particule. La dérivée totale  $D/Dt = \partial_t + \mathbf{u} \cdot \nabla$  inclut le terme d'advection par le fluide.

Les différentes forces s'exerçant sur la particule apparaissent dans le membre de droite de l'équation (1.19). Le premier terme contient la force de flottabilité qui vient de la poussée d'Archimède. Il est proportionnel à la différence de masse entre le fluide et la particule. Le second terme est l'accélération du fluide à la position  $\mathbf{X}(t)$  et il traduit la force exercée par le fluide non perturbé à la surface de la particule. Le second terme est appelé terme de masse ajoutée ou terme inertiel. Il est lié au fait que quand la particule bouge par rapport au fluide, elle en déplace un certain volume avec elle. La particule agit ainsi comme si elle avait une masse additionnelle. Les effets de la viscosité du fluide sont représentés par le quatrième terme qui correspond à la traînée de Stokes. Enfin, le cinquième et dernier terme est la force d'histoire de Basset–Boussinesq. Elle découle de la diffusion de la vorticité depuis la surface de la particule vers l'intérieur de l'écoulement.

En général, c'est le terme d'histoire qui rend compliqué une analyse complète de l'équation du mouvement (1.19). Il contient en effet tout l'historique du mouvement de la particule et suggère que cette dernière a une dynamique dans un espace des phases de dimension infinie. Toutefois, ce terme peut être négligé dès que le frottement visqueux n'est pas trop petit. Ceci est généralement le cas pour des particules dont la taille est suffisamment petite. Aussi, dans de nombreux écoulements turbulents les accélérations du fluide sont bien plus fortes que la gravité et l'on peut aussi négliger les effets de la flottabilité. On obtient dans ce cas un modèle minimal ne contenant que les termes de masse ajoutée et de traînée de Stokes :

$$\frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = \beta \frac{D\mathbf{u}}{Dt}(\mathbf{X}(t), t) - \frac{1}{\tau_p} [\mathbf{V}_p - \mathbf{u}(\mathbf{X}(t), t)]. \quad (1.20)$$

où  $\beta = 3\rho_f/(\rho_f + 2\rho_p)$  est appelée facteur de masse ajoutée et prend en compte les effets de différence de densité. Dans le cas de particules lourdes ( $\rho_p \gg \rho_f$ ),

on a  $\beta \ll 1$ . Pour des particules légères,  $\beta \approx 3$ . Dans le cas de particule de flottabilité nulle ( $\rho_p = \rho_f$ ), on a  $\beta = 1$ . Le temps  $\tau_p = D_p^2/(12\nu\beta)$  est le temps de réponse visqueux de la particule ou temps de Stokes. Il mesure le retard (pour des particules lourdes) ou l'avance (pour des particules légères) sur le fluide. Il mesure ainsi l'inertie des particules. Il est généralement adimensionné par un temps caractéristique  $\tau_f$  de l'écoulement pour définir le nombre de Stokes  $St = \tau_p/\tau_f$ . Dans les écoulements turbulents, on choisit souvent  $\tau_f = \tau_\eta = \sqrt{\nu/\varepsilon}$  (le temps de Kolmogorov). Lorsque  $St \ll 1$ , l'inertie des particules est négligeable et leur dynamique s'approche de celle de traceurs. Pour  $St \gg 1$  les particules se comportent comme des "boulets de canon" et ne réagissent quasiment pas à l'écoulement.

Dans de nombreuses applications, on s'intéresse à des particules bien plus lourdes que le fluide et l'équation (1.20) peut être davantage simplifiée. Par exemple, les gouttelettes d'eau sont environ mille fois plus lourdes que l'air. Ainsi, même si leur taille est cinq à dix fois inférieure à l'échelle de Kolmogorov, elles peuvent avoir des nombres de Stokes de l'ordre de l'unité ou plus grands. Leur inertie est donc importante. De telles particules suivent une dynamique donnée par

$$\frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = -\frac{1}{\tau_p}[\mathbf{V}_p - \mathbf{u}(\mathbf{X}(t), t)]. \quad (1.21)$$

La seule force exercée par le fluide est donc la traînée de Stokes. Le nombre de Stokes associé à de telles particules lourdes s'écrit

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_\eta} = \frac{1}{18} \frac{\rho_p}{\rho_f} \left( \frac{D_p}{\eta} \right)^2. \quad (1.22)$$

Du fait des nombreuses situations naturelles et industrielles ou de telles particules entrent en jeu, de nombreux travaux ont été menés sur ce cas (citons par exemple [BBB<sup>+</sup>06, CGV06, SDJC<sup>+</sup>08, VVL<sup>+</sup>08]). L'équation (1.21) a aussi été souvent utilisée dans les travaux théoriques et numériques comme modèle minimal prenant en compte l'inertie des particules. C'est une simple équation différentielle donc facile à intégrer de façon analytique ou numérique. De nombreuses études statistiques ont été effectuées dans ce cas, avec à la clé des résultats sur les propriétés dynamiques et de concentration des particules lourdes (pour une revue, voir [TB09] ou le numéro spécial de *New Journal of Physics* [BX14]). Nous donnons dans la section 1.4 quelques détails sur ces résultats.

### 1.3.3 Particules de taille finie ou de nombre de Reynolds non-nul

Dans les sous-sections précédentes, nous nous sommes concentrés sur le cas de particules dont le nombre de Reynolds  $Re_p$  (associé à leur taille et vitesse de glissement) est très petit. Il est clair que lorsque la taille des particules devient comparable aux échelles de variation de l'écoulement porteur, le nombre de Reynolds grandit lui aussi. On a alors à faire face à deux difficultés. D'une part, les modifications de l'écoulement par la particule deviennent alors comparables et se mélangent aux fluctuations turbulentes de la phase porteuse et il est notamment difficile dans ce cas de définir le glissement et la vitesse du fluide non perturbé à la position de la particule. D'autre part, vu que le nombre de Reynolds n'est plus négligeable, les effets inertiels deviennent importants et l'on ne peut plus décrire de façon explicite les forces exercées par le fluide sur la particule, comme cela était le cas pour les très petites tailles.

Il y a toutefois deux cas dans lesquels des modèles existent. Le premier est lorsque les particules ont une taille comparable à l'échelle de Kolmogorov, mais un nombre de Reynolds négligeable (par exemple des particules de flottabilité nulle qui suivent relativement l'écoulement). Oseen [Ose11], Faxén [Fax22], puis Tchen [Tch47] ont étendu la dynamique (1.19) de particules ponctuelles au cas de particules sphériques se déplaçant dans des écoulements non uniformes. Les modifications de l'équation du mouvement consistent dans ce cas à prendre, non pas les vitesse et accélération du fluide à la position de la particule, mais plutôt respectivement leurs moyennes sur sa surface et son volume. Ceci conduit à ce que l'on appelle communément les corrections de Faxén dont la forme définitive n'a été obtenue qu'au début des années 1980, conjointement (et de manière indépendante) par Gatignol [Gat83] et Maxey & Riley [MR83]. Lorsque la taille des particules devient assez importante (en turbulence, de l'ordre de  $\eta$ ), en plus de ces corrections de Faxén, il est nécessaire de prendre en compte le terme de force d'histoire de Basset–Boussinesq [DT11]. Toutefois, on ne s'attend pas à ce que cette approche s'étende aux diamètres trop grands (de l'ordre de quelques fois  $\eta$ ), car les modifications de l'écoulement par les particules deviennent importantes et le nombre de Reynolds n'est plus négligeable. Il semble ainsi que la dynamique complète avec corrections de Faxén et terme d'histoire ne soit finalement pertinente que pour une gamme limitée de tailles des particules. En plus, cette dynamique est relativement complexe, ce qui rend, par exemple, son implémentation numérique et son traitement analytique particulièrement délicats.

Le deuxième cas pour lequel il est possible d'écrire un modèle explicite

pour la dynamique des particules est celui où les particules sont très lourdes, extrêmement petites, mais ont un nombre de Reynolds fini. On utilise dans ce cas une modification de l'équation (1.21) où la friction de Stokes est remplacée par une friction “turbulente” prenant en compte les effets inertiels et dont le coefficient est donné par une formule empirique. On a dans ce cas

$$\frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\rho_f}{\rho_p D_p} C_D |\Delta\mathbf{V}| \Delta\mathbf{V}, \quad \text{avec } \Delta\mathbf{V} = \mathbf{V}_p - \mathbf{u}(\mathbf{X}(t), t). \quad (1.23)$$

Le coefficient de friction  $C_D$  est une fonction compliquée du nombre de Reynolds particulaire  $Re_p = D_p |\Delta\mathbf{V}| / \nu$  qui fait lui-même intervenir la vitesse de glissement  $\Delta\mathbf{V}$ . Pour le coefficient de traînée, il est fréquent d'utiliser l'approximation empirique de Schiller et Naumann [SN35]  $C_D = 24(1 + 0.15 Re_p^{0.687}) / Re_p$ . Toutefois, cette formule est obtenue pour des particules fixes dans un écoulement laminaire en amont. Pour des particules dans un écoulement turbulent, il semble que les fluctuations de la vitesse amont soient responsables d'une augmentation du coefficient de traînée en fonction de l'intensité turbulente (voir, par exemple [BB03, HBG13]) et cette approche semble ne plus être valide. Aussi, les effets de Reynolds fini sur les forces de poussée restent à ce jour mal compris. Il semble ainsi que le modèle (1.23) ne s'applique que dans une gamme limitée des caractéristiques des particules. Notamment, on ne connaît pas d'extension prenant en compte des effets de taille finie.

En dehors des deux cas décrits ici, il n'existe toujours pas de modèle pour la dynamique des particules qui puisse prendre en compte à la fois les effets de taille et des nombres de Reynolds particuliers finis. Les études sur ces objets se limitent ainsi, soit à des simulations numériques directes, soit à des expériences.

## 1.4 Propriétés dynamiques des particules dans des écoulements turbulents

### 1.4.1 Particules ponctuelles

Dans la section précédente, nous avons discuté du modèle de particules ponctuelles qui permet de prendre en compte les effets de frottement visqueux, de masse ajoutée et de force venant du fluide déplacé et qui s'applique aussi bien pour des particules lourdes que légères à condition que leur taille soit suffisamment petite et que le nombre de Reynolds associé à leur vitesse de glissement soit négligeable. Les nombreux travaux utilisant ce modèle ont montré que les particules légères s'accumulent dans le cœur des tourbillons,

alors que les particules lourdes ont tendance à être éjectées par la force centrifuge des régions de forte vorticité et   s'accumuler dans celles de fort cisaillement [EF94, SC99, Bec03, AGC<sup>+</sup>06, SSA<sup>+</sup>08, SDJC<sup>+</sup>08, CVdBTL08]. Comme on peut bien le voir sur la figure Fig. 1.4, des agrégats de telles particules se forment ainsi dans des régions bien spécifiques de l'écoulement (zones de fort étirement). Ce phénomène est connu sous le nom de concentration préférentielle et a, comme nous allons le voir, des conséquences sur les propriétés de l'écoulement échantillonné par les particules.

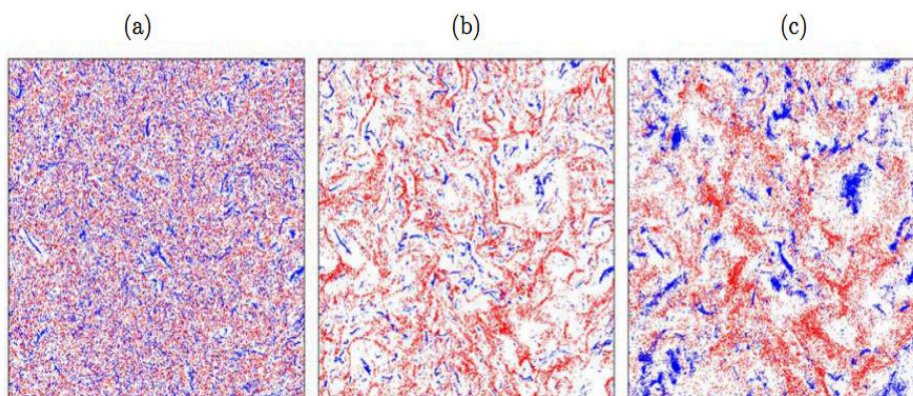


FIGURE 1.4 – Coupe de la position instantanée de différents types de particules dans un écoulement turbulent tri-dimensionnel [CKLT08], pour (a)  $St = 0.1$ , (b)  $St = 0.6$ , (c)  $St = 0.6$ . Les particules très lourdes ( $\beta = 0$ ) sont montrées en rouge, les très légères ( $\beta = 3$ ) en bleu.

Ces fluctuations spatiales de la distribution des particules sont dues à l'inertie des particules qui fait que leur dynamique définie dans l'espace des phases positions-vitesses est dissipative. Aux petits nombres de Stokes, tout se passe comme si elles étaient transportées par un champ de vitesse efficace compressible [Max87, BFF01, FP04]. Fessler *et al.* [FKE94], en étudiant la distribution inhomogène des particules dans un écoulement turbulent de canal, ont montré que ce phénomène est maximal quand le temps de réponse des particules est de l'ordre du temps de retournement associé à l'échelle dissipative de Kolmogorov. Cette observation a été confirmée dans des écoulements aléatoires [Bec05], dans lesquels le phénomène de concentration préférentielle est quantifié en utilisant les outils empruntés à la théorie des systèmes dynamiques. De telles concentrations de particules ont bien sûr des conséquences sur leurs interactions. Il est par exemple clair que la probabilité que deux particules se trouvent à une distance donnée est augmentée, ce qui par conséquent contribue à des taux de collision plus élevés [SC97]. Ces effets sont liés aux concentrations qui ont lieu aux petites échelles (plus petites

que l'échelle de Kolmogorov). De nombreux travaux numériques [CBB<sup>+</sup>06, CKLT08] ont montré en utilisant (1.21) pour la dynamique de particules très lourdes ( $\beta = 0$ ), que les propriétés de concentration ne dépendent que du nombre de Stokes  $St = \tau_p/\tau_\eta$  défini dans (1.22).

Les concentrations préférentielles de particules ont aussi des conséquences sur les propriétés dynamiques de celles-ci, du fait qu'elles n'échantillonnent pas de façon homogène l'écoulement de fluide qui les transporte. En utilisant le modèle (1.21), Bec *et al.* [BBB<sup>+</sup>06] ont étudié les conséquences de cet effet sur les vitesses et les accélérations de particules ponctuelles lourdes. On peut facilement voir que (1.21) permet d'écrire les vitesses et accélérations des particules en fonction de la vitesse du fluide calculée le long des trajectoires comme

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_p(t) &= \frac{1}{\tau_p} \int_{-\infty}^t e^{-(t-s)/\tau_p} \mathbf{u}(\mathbf{X}_p(s), s) ds, \\ \mathbf{a}_p(t) &= \frac{1}{\tau_p^2} \int_{-\infty}^t e^{-(t-s)/\tau_p} [\mathbf{u}(\mathbf{X}_p(t), t) - \mathbf{u}(\mathbf{X}_p(s), s)] ds. \end{aligned} \tag{1.24}$$

On voit que selon les régions du fluide où les particules se trouvent, les statistiques de  $\mathbf{u}(\mathbf{X}_p(s), s)$  peuvent être très différentes. Par exemple, la variance de la vitesse des particules est, d'après (1.24), reliée aux corrélations de la vitesse du fluide ressentie par les particules :

$$\langle |\mathbf{V}_p|^2 \rangle = \frac{1}{\tau_p^2} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t e^{-(2t-s-s')/\tau_p} \langle \mathbf{u}(\mathbf{X}_p(s), s) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{X}_p(s'), s') \rangle ds ds'.$$

À partir de cette équation, on peut effectuer l'analyse suivante. Aux petits nombres de Stokes, on a  $\langle |\mathbf{V}_p|^2 \rangle \approx \langle |\mathbf{u}(\mathbf{X}_p(t), t)|^2 \rangle$ . L'énergie cinétique des particules est donc donnée à l'ordre dominant comme celle du fluide à leur position. L'effet essentiel de l'inertie vient donc de l'échantillonnage non uniforme du fluide. Les simulations numériques montrent que cela est responsable d'une augmentation de  $\langle |\mathbf{V}_p|^2 \rangle$  par rapport à l'énergie du fluide ; cela peut s'interpréter par le fait que les zones d'étirement sont associées, en moyenne, à des zones de plus grandes vitesses. Aux très grands nombres de Stokes, on observe l'effet inverse et l'énergie des particules diminue en fonction de  $St$ . Les effets de concentration préférentielle sont négligeables et seul intervient un effet de filtrage du fluide par les particules sur des temps de l'ordre de  $\tau_p$ .

Une telle approche s'applique aussi aux statistiques de l'accélération. L'inertie des particules est responsable de la diminution des fluctuations typiques de celle-ci. Contrairement au cas de la vitesse, les deux effets discutés ci-dessus (concentration préférentielle et filtrage) agissent dans le même



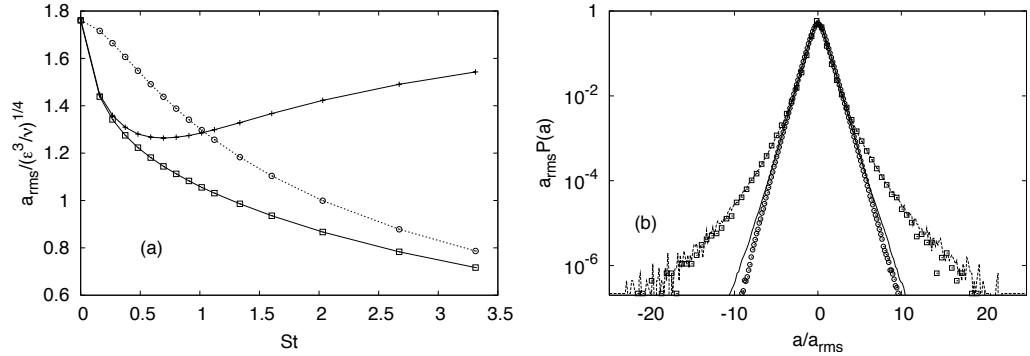


FIGURE 1.5 – D’après [BBB<sup>+</sup>06] (a)  $\square$  : variance de l’accélération normalisée  $a_{rms}/(\epsilon^3/\nu)^{1/4}$  en fonction du nombre de Stokes  $St$  pour  $R_\lambda = 185$ ;  $+$  : accélération  $\langle (Du/Dt)^2 \rangle^{1/2}$  du fluide mesurée à la position de la particule;  $\circ$  : accélération des traceurs du fluide obtenue après filtrage. (b) Densité de probabilité des composantes de l’accélération; les deux courbes les plus étroites représentent la distribution de l’accélération pour  $St = 3.31$  ( $\circ$ ) et celle du fluide filtrée (ligne continue); les deux courbes extérieures correspondent à  $St = 0.16$  ( $\square$ ) et à l’accélération du fluide mesurée le long des trajectoires des particules (ligne pointillée).

sens et sont tous deux responsables d’une diminution de  $a_{rms} = \langle |\mathbf{a}_p|^2 \rangle^{1/2} / 3$ . Comme on peut le voir sur la Fig. 1.5(a), l’accélération des particules diminue par rapport à celle des traceurs dès les petits nombres de Stokes. Ces déviations sont bien reproduites si l’on mesure l’accélération du fluide à la position des particules. Cette diminution est due à un effet de concentration préférentielle : les particules passent moins de temps dans les zones de fortes accélérations de l’écoulement qui sont généralement proches des filaments de vorticité. La décroissance aux grands nombres de Stokes est quant à elle liée à l’effet de filtrage. La courbe semble en effet se rapprocher de l’écart-type de l’acc el eration obtenu en filtrant de manière artificielle la vitesse du fluide le long de traceurs sur une fenêtre temporelle de taille  $\tau_p$ . Comme on le voit sur la Fig. 1.5(b), ces comportements sont confirmés lorsque l’on considère la distribution de probabilité de l’acc el eration. Ces résultats numériques ont été reproduits expérimentalement [AWC08].

Dans le cas de particules ponctuelles légères, la concentration préférentielle dans les filaments de vorticité a pour effet d’augmenter les fluctuations de l’acc el eration. Comme on peut le voir sur la Fig. 1.6, les résultats numériques utilisant le modèle (1.20) de particules ponctuelles pour un rapport de densité  $\beta$  non nul confirment cette tendance [VVL<sup>+</sup>08]. Pour toutes les particules lourdes ( $\beta < 1$ ), ils observent une diminution de l’écart-type de l’acc el eration.

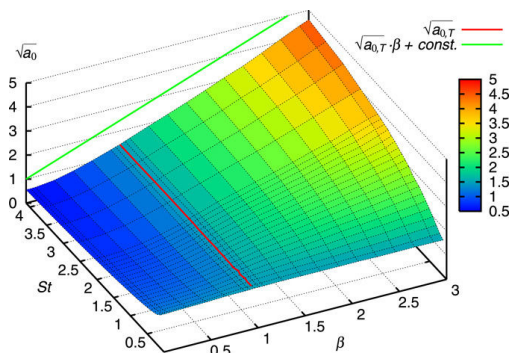


FIGURE 1.6 – Variance de l'accélération normalisée  $\sqrt{a_0} = a_{rms}/(\epsilon^3/\nu)^{1/4}$  en fonction du nombre de Stokes  $St$  et du rapport de densité  $\beta = 3\rho_f/(\rho_f + 2\rho_p)$  pour  $R_\lambda = 75$ ; la ligne rouge représente le cas des particules de flottabilité nulle ( $\beta = 1$ ) qui semblent avoir, quelque soit  $St$ , la même accélération que le fluide. D'après [VVL<sup>+</sup>08].

Pour toutes les particules légères ( $\beta > 1$ ), ils observent une augmentation. Dans le cas des particules de même densité que le fluide, que l'on appelle particules de flottabilité nulle ( $\beta = 1$ ), le modèle (1.20) ne permet pas de capturer les effets de l'inertie. De telles particules ponctuelles suivent presque exactement les traceurs et ont donc la même accélération que le fluide. L'effet dominant dans leur déviation aux traceurs vient de leur taille qui n'est pas bien prise en compte dans le modèle ponctuel sans corrections de Faxén.

En conclusion, on peut dire que l'inertie des particules se manifeste dans leurs propriétés dynamiques à travers deux effets : d'une part la concentration préférentielle, ou plus précisément le fait qu'elles n'échantillonnent pas le fluide de façon uniforme, et, d'autre part, le fait que leur temps de retard sur le fluide se matérialise par un filtrage temporel des statistiques de ce dernier. Toutefois, ces résultats ne semblent pas s'appliquer facilement aux particules neutres pour lesquels les effets de taille finie sont dominants.

### 1.4.2 Effets de taille finie

Nous avons vu dans la sous-section précédente que le modèle minimal de point particule permet sous certaines hypothèses de comprendre l'impact de l'inertie sur la dynamique de petites particules. Cependant, nous avons vu que certains effets ne sont pas reproduits. Un cas marquant est celui de particules de flottabilité nulle pour lesquelles le modèle minimal prédit des statistiques de l'accélération semblables à celles des traceurs. Cependant, plusieurs résultats expérimentaux [VLPA<sup>+</sup>02, QBB<sup>+</sup>07, XB08] ont montré que la variance de l'accélération de telles particules diminue en fonction de leur

## 1.4 Propriétés dynamiques des particules

taille (voir Fig. 1.7). Les simulations numériques de [HB10] montrent que de tels effets ne sont pas reproduits par le modèle minimal de particules ponctuelles. En revanche, le premier ordre des corrections de Faxén ( $\propto D_p^2 \nabla^2 \mathbf{u}$ ) permet de reproduire les données pour des particules dont le diamètre est  $\lesssim 4\eta$ .

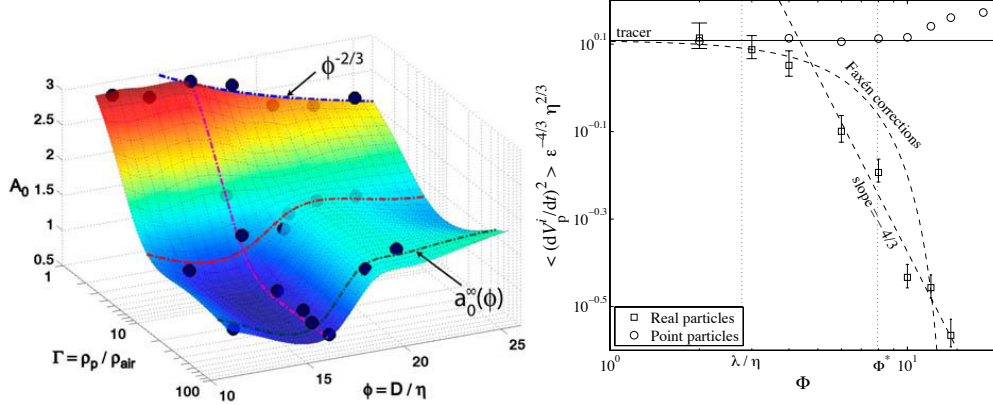


FIGURE 1.7 – (gauche) Mesures expérimentales de la variance normalisée  $A_0 = \langle a_z^2 \rangle \varepsilon^{3/2} \nu^{1/2}$  de l'accélération de particules en fonction de leur rapport de densité  $\Gamma = \rho_p / \rho_f$  et de leur taille ( $\Phi = D_p / \eta$  où  $D_p$  est le diamètre de la particule et  $\eta$  l'échelle dissipative de Kolmogorov de l'écoulement turbulent porteur), d'après [QAB<sup>+</sup>08]. (droite)  $\square$  : même quantité issue de simulations numériques de particules de flottabilité nulle ( $\Gamma = 1$ ) en fonction de  $\Phi$ ; les symboles  $\circ$  représentent les résultats de simulations avec des particules ponctuelles; d'après [HB10]).

Lorsque la taille des particules est à l'intérieur de la gamme inertielle, plus aucun modèle ne marche. La variance de l'accélération évolue en fonction du diamètre, comme cela est visible sur la Fig. 1.7. Pour des particules de flottabilité nulle, la décroissance est continue et semble se rapprocher d'un comportement en  $\Phi^{-2/3}$ . Il a été proposé dans [VLPA<sup>+</sup>02, QBB<sup>+</sup>07] qu'un tel comportement est dû au filtrage spatial du champ de vitesse turbulent par la particule sur des échelles de l'ordre de sa taille. La force exercée par le fluide sur la particule est pour l'essentiel donnée par les différences de pression turbulentes intégrées sur une sphère de diamètre  $D_p$ . La phénoménologie Kolmogorov 1941 suggère que l'incrément de pression sur une séparation  $\ell$  se comporte comme  $\delta_\ell p \sim \rho_f (\delta_\ell u)^2 \sim \rho_f (\varepsilon \ell)^{2/3}$ . L'accélération est alors donnée par le rapport entre cette force de pression et la masse de la particule, à savoir  $a_p^2 \sim [D_p^2 \delta_\ell p / m_p]^2 \sim (\rho_f / \rho_p)^2 \varepsilon^{4/3} D_p^{-2/3}$  et donc  $A_0 \propto \Phi^{-2/3}$ . Cette prédiction semble assez bien vérifiée par les mesures expérimentales à suffisamment

grand nombre de Reynolds. Pour les simulations numériques où le nombre de Reynolds est généralement plus modéré, les incréments de pression sont dominés par l'advection des fluctuations turbulentes par les grandes échelles et  $\delta_\ell p \sim \rho_f u_{rms} \delta_\ell u \propto \ell^{1/3}$ . Des mesures expérimentales systématiques des spectres de pression [TI03] montrent en effet que ce n'est que pour  $R_\lambda \gtrsim 600$  qu'une loi d'échelle de type Kolmogorov 1941 peut être observée. Dans les simulations numériques, il faut au moins une résolution de  $4096^3$  points de grilles pour que  $R_\lambda$  excède 600, ce qui est en fait l'état de l'art actuel et est très coûteux. À plus faible résolution, on a nécessairement  $\delta_\ell p \propto \ell^{1/3}$ , de sorte que la variance de l'accélération des particules se comporte comme  $A_0 \propto \Phi^{-4/3}$ . Cette prédiction est assez bien vérifiée dans [HB10]. Il semble donc que les effets de taille finie se matérialisent pour l'essentiel dans le filtrage spatial du fluide sur des échelles de l'ordre de la taille de la particule. Pour tester cette idée, Calzavarini *et al.* [CVB<sup>+</sup>09] ont effectué des simulations du modèle de particules ponctuelles incluant les corrections de Faxén complètes (avec des intégrales de la vitesse du fluide et de son accélération sur des surfaces ou des volumes de taille  $D_p$ , voir sous-section 1.3.3). Ils observent que cette approche reproduit assez bien la variance de l'accélération des particules. Toutefois, leurs résultats indiquent que les particules du modèle ponctuel avec corrections de Faxén subissent des fluctuations un peu plus fortes que dans les expériences (flatness plus élevée), et que leur accélération reste corrélée sur des temps plus longs [CVB<sup>+</sup>09]. Dans cette étude, la force d'histoire de Basset–Boussinesq est négligée. Or, nous avons vu dans la sous-section 1.3.3 que ses effets devraient se ressentir dès que  $D_p \gtrsim \eta$ . Pour mieux comprendre l'importance relative des différentes forces exercées par le fluide, ainsi que de possibles effets de nombre de Reynolds fini, il serait nécessaire de pouvoir définir une vitesse de glissement de la particule pour la mesurer directement dans les expériences ou les simulations numériques directes comprenant des particules physiques.

Comme nous l'avons vu précédemment, la vitesse relative entre la particule et le fluide, ou vitesse de glissement, est définie comme  $\Delta \mathbf{V} = \mathbf{V}_p - \mathbf{u}$ . Elle intervient notamment dans la définition du nombre de Reynolds particulaire  $Re_p = D_p |\Delta \mathbf{V}| / \nu$ . Aussi, tous les modèles pour la dynamique des particules nécessitent de pouvoir l'évaluer (par exemple le modèle (1.23) faisant intervenir un coefficient de traînée turbulent). Dans le cas des particules de très petite taille, la vitesse du fluide reste approximativement constante au voisinage de la particule et sur des échelles suffisamment grandes devant  $D_p$ . On peut ainsi approcher la vitesse du fluide à la position de la particule et définir une vitesse de glissement. Pour des particules de tailles plus grandes (de l'ordre ou plus grandes que  $\eta$ ), l'écoulement du fluide varie sur des échelles de l'ordre de  $D_p$  et une telle définition est bien plus difficile, voire

impossible. Un cas que l'on peut traiter est lorsque la particule est maintenue fixe dans un écoulement moyen comportant des fluctuations turbulentes. Une définition de la vitesse du fluide vue par la particule est alors donnée par la vitesse moyenne de l'écoulement. Toutefois, même dans ce cas, l'approximation (1.23) ne fonctionne pas bien car le champ de vitesse subit des fluctuations, de sorte que la vitesse du fluide vue par la particule est mal définie [BB03, ZBFN08]. Lorsque les particules bougent avec l'écoulement, la situation est encore plus complexe.

C'est dans ce contexte que Bellani *et al.* [GE12] ont proposé une définition possible de la vitesse de glissement de grosses particules. Ils ont pour cela utilisé des particules de flottabilité nulle, sphériques ( $D_p = 21\eta$ ) ou bien ellipsoïdales (de grand axe  $42\eta$  et de petit axe  $21\eta$ ) et ont effectué des mesures expérimentales (par PIV) dans un écoulement turbulent ( $R_\lambda = 160$ ). En utilisant les hypothèses de la décomposition de Reynolds, ils ont scindé respectivement la vitesse du fluide  $\mathbf{u}$  et celle de la particule  $\mathbf{V}_p$  en une composante moyenne et une autre basée sur les fluctuations turbulentes telles que  $\mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}'$  et  $\mathbf{V}_p = \langle \mathbf{V}_p \rangle + \mathbf{V}_p'$ . Ceci leur a par conséquent permis de définir une vitesse de glissement moyenne  $\Delta V$  basée sur les fluctuations de la vitesse

$$\Delta V \equiv (\langle |\mathbf{u}'|^2 \rangle - \langle |\mathbf{V}_p'|^2 \rangle)^{1/2} \quad (1.25)$$

Les auteurs ont justifié ce choix par le fait que les deux termes apparaissant dans le membre de droite peuvent être évalués de manières indépendantes aussi bien dans les simulations numériques que dans les mesures expérimentales réalisées en laboratoire. Cette définition de la vitesse de glissement leur a permis, d'une part, de définir un nombre de Reynolds particulaire  $Re_p = D_p \Delta V / \nu$  pour les deux types de particules considérés et, d'autre part, de tirer certaines conclusions sur la nature du type d'interaction entre les particules et l'écoulement porteur turbulent. En effet, comme le montre la Fig. 1.8, la distribution du champ de vitesse du fluide est proche d'une gaussienne tandis que celles des particules sont typiquement plus larges qu'une gaussienne classique. On peut bien constater que cette déviation est plus prononcée pour la particule ellipsoïdale. Selon Bellani *et al.*, ceci peut se traduire comme une interaction non linéaire entre le fluide et la particule dû à l'intermittence. Ce comportement non linéaire de l'interaction fluide-particule est bien confirmé par les valeurs de  $Re_p$  estimées pour la particule sphérique ( $Re_p = 32$ ) et ellipsoïdale ( $Re_p = 69$ ).

D'autres approches ont été utilisées pour définir la vitesse du fluide vue par la particule. On peut citer à titre d'exemple les études de Bagchi et Balachandar [BB03] et de Zeng *et al.* [ZBFN08] où il est proposé de déduire la vitesse du fluide à la position de la particule à partir de la vitesse du fluide

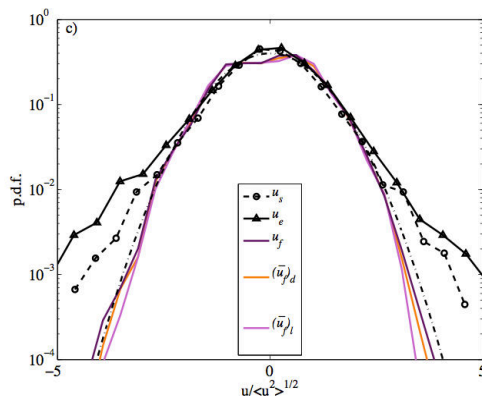


FIGURE 1.8 – Densité de probabilité des vitesses pour, de l'extérieur vers l'intérieur, une particule ellipsoïdale  $u_e$ , sphérique  $u_s$ , du fluide  $u_f$ , de la vitesse de fluide mesurée à une distance  $d$  de l'ordre du diamètre de la particule sphérique  $(\bar{u}_f)_d$ , ainsi qu'à une distance  $l$  de la particule ellipsoïdale  $(\bar{u}_f)_l$ . D'après [GE12].

à la même position dans un autre écoulement avec les mêmes conditions, mais sans la particule fixe. Merle *et al.* [MLM05] quant à eux, ont utilisé l'hypothèse de Taylor [HH59] en amont d'une particule fixe (à une distance  $2.5 D_p$  du centre de la particule) pour définir la vitesse non perturbée du fluide au centre de la particule. Les conclusions de ces études sont que ces approches ne sont fiables que dans le cas de particules fixes de petite taille  $D_p \ll \eta$ . Lucci *et al.* [LFE10] ont étudié la dynamique de particules de taille finie ( $16 \leq D_p/\eta \leq 35$ ) dans un écoulement turbulent en déclin. Il ont proposé d'évaluer la vitesse de glissement par la vitesse de translation  $\mathbf{V}_p$  de la particule elle-même. Cette approche a été suivie pour les mesures expérimentales par [KGBB13]. Kidanemariam *et al.* [KCBDU13] se sont eux aussi intéressés à ce problème et ont effectué des simulations numériques directes d'écoulements turbulents en canal comportant une faible fraction volumique de particules lourdes. Ils ont proposé une définition de la vitesse du fluide vue par la particule basée sur la vitesse moyenne de l'écoulement sur une fraction de sphère centrée autour de la particule et située à une distance ( $d = 3D_p/2$ ) de sa surface. Comme nous le verrons en détail dans le chapitre 2, nous allons utiliser les résultats de simulations numériques directes pour tester la validité de ces approches permettant de définir la vitesse du fluide vue par la particule. Aussi, nous proposerons une nouvelle définition de cette quantité basée sur la direction des flux de fluide sur différentes sphères entourant la particule.

## 1.5 Effets des particules sur la turbulence

### 1.5.1 Modification locale de l'écoulement

Intuitivement, quand on ajoute une impureté (particule) dans un écoulement fluide, on s'attend bien évidemment à ce que ce dernier soit affecté par la présence de l'objet et que cet effet augmente avec la taille de celui-ci. Dans le cas d'une petite impureté isolée et dont le nombre de Reynolds est faible, il est possible d'écrire de façon explicite la perturbation du fluide, ce qui conduit au modèle de particules ponctuelles décrit dans la section 1.3.2. On peut alors quantifier les effets des particules sur le fluide et montrer notamment que ceux-ci restent négligeables tant que la fraction volumique  $\phi_v$  de particules reste faible. On est alors dans le cadre de l'approximation "one-way coupling". Cependant, à partir d'une certaine fraction volumique  $\phi_v \gtrsim 1\%$ , l'influence des particules sur les propriétés de l'écoulement n'est plus négligeable [SE90, ET93, FE04]. Une description réaliste de la suspension doit alors prendre en compte l'effet des particules sur le fluide et on est dans le cadre du "two-way coupling". Les particules s'influencent notamment à travers leurs modifications individuelles de l'écoulement et on parle alors d'interactions hydrodynamiques. Lorsque l'on augmente encore la fraction volumique et que l'on atteint quelques pourcents, il faut prendre en compte les collisions entre particules, ce qui correspond au régime de "four-way coupling" [Elg94].

On s'attend au même type de transitions entre différents régimes pour les particules de taille finie. Toutefois, dans ce cas, on ne connaît pas de façon explicite leur influence sur le fluide. Dans le cas d'une particule isolée, on s'attend à ce que les modifications des propriétés de l'écoulement aient lieu dans son voisinage immédiat. En particulier, la particule change la structure de l'écoulement en créant un sillage [KTHM01], qui peut généralement se mesurer en terme de différence entre la vitesse du fluide aval et celle de l'écoulement non perturbé. Une des questions que l'on peut se poser est la suivante : quelles sont les modifications de la vitesse du fluide par une telle particule dans le cas où l'écoulement est maintenu dans un régime turbulent ? C'est dans ce contexte que Burton & Eaton [BE05] ont réalisé une simulation numérique directe d'une turbulence homogène et isotrope (THI) en déclin. Ils ont alors regardé les modifications de l'écoulement par une grosse particule fixe dont le diamètre mesure environ deux fois la taille de l'échelle dissipative  $\eta$ . En mesurant le profil de l'énergie cinétique turbulente ainsi que le taux de dissipation de l'énergie cinétique dans des sphères concentriques autour de la particule, ils ont montré que celle-ci a tendance à atténuer la turbulence sur des échelles de l'ordre de son diamètre, aussi bien l'énergie cinétique que

le taux de dissipation sont diminués par la particule. Aussi, ils ont constaté une augmentation du taux de dissipation de l'énergie dans la couche limite de la particule. Ceci peut être expliqué par une augmentation des contraintes visqueuses liée à la condition de non glissement du fluide à la surface de la particule. Ainsi, il existe une zone locale d'influence de la particule qui s'étend sur des distances de l'ordre de deux fois son diamètre. Ces observations ont été confirmées par Naso & Prosperetti [NP10] (voir Fig. 1.9) qui ont étudié la même situation, mais dans une THI stationnaire.

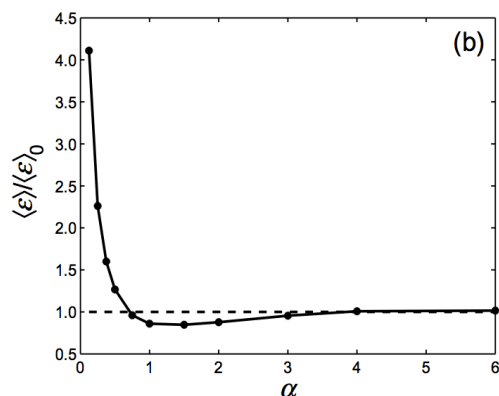


FIGURE 1.9 – (Issue de [NP10]) Taux de dissipation de l'énergie en fonction de la distance au centre de la particule ( $\alpha = (r - R_p)/R_p$  où  $r$  est la distance d'un point par rapport à la surface et  $R_p = D_p/2$  le rayon de la particule).

### 1.5.2 Effets collectifs

Les particules peuvent avoir de nombreux effets collectifs liés aux modifications qu'elles effectuent dans l'écoulement. Lorsque l'on s'intéresse au cas de deux particules proches (à des distances plus petites que la somme de leurs diamètres), il est clair que chacune devient sensible au sillage de l'autre. Zhu *et al.* [ZLF94] ont étudié expérimentalement le cas de deux particules fixes et alignées avec un écoulement constant. Leurs résultats montrent que les forces de traînée s'exerçant sur chacune d'elles sont modifiées par rapport au cas où elles seraient isolées. La particule se trouvant dans le sillage de l'autre a notamment une traînée bien plus faible. Bien que ce résultat semble trivial, la dépendance de ces modifications en fonction des nombres de Reynolds et de la distance entre les particules reste mal comprise car elle dépend fortement de la structure du sillage. Une autre observation non triviale qu'ils ont faite est que plus la particule située en aval s'approche de celle en amont,



moins cette dernière subit de force de traînée. Ceci signifie qu’il est bénéfique aux deux particules de rester ensemble à une distance optimale où la traînée est minimale. Ce phénomène est appelé “wake attraction” où attraction de sillage. Dans le cas de plusieurs particules en sédimentation, ce phénomène peut inciter les particules à former des clusters et ainsi avoir une dynamique différente de celle d’une particule individuelle. Ceci conduit notamment à une modification de la vitesse de sédimentation : un groupe de particule peut tomber jusqu’à 12% plus vite que des particules isolées [ACHL02, KT02, UD14]. L’attraction de sillage conduit à la formation d’agrégats de particules et la force de traînée moyenne subie par les particules diminue quand le nombre de particules augmente. Cette modification locale de l’entraînement des particules par le fluide peut aussi avoir des conséquences sur leur distribution relative et conduire à la formation de quasi-agrégats de particules. Ten Cate *et al.* [TDPV04] ont en effet observé dans des simulations numériques avec plusieurs particules, que celles-ci passent des temps assez longs proches l’une de l’autre pendant lesquels elles entrent un grand nombre de fois en collision. Ce mécanisme pourrait conduire à la formation d’agrégats de particules, comme cela a déjà été observé pour des particules inertielles lourdes subissant des collisions élastiques [BMR13].

Un autre mécanisme pouvant conduire à un effet collectif des particules est leur corrélation avec la structure à grande échelle de l’écoulement. Tout d’abord, il a été observé que dans des écoulements dans des tuyaux ou des canaux, les particules de grande taille ont tendance à se concentrer au voisinage des parois [CL06, GVKU12, KCBDU13]. Ceci change fortement les échanges d’énergie entre le fluide et les parois et peut, selon la taille ou la fraction volumique des particules, accélérer ou bien retarder la transition vers la turbulence de l’écoulement [MMG03, LAMC13]. D’un autre côté, des mesures de la position de particules de grosses tailles et de flottabilité nulle isolées dans des écoulements turbulents non homogènes ont montré qu’il existe des corrélations entre la position des particules et le champ de vitesse moyen. Alors que Fiabane *et al.* [FZV<sup>+</sup>12] avait obtenu de l’évidence forte que des particules de flottabilité nulle ne se concentrent pas et se distribuent de façon homogène dans un écoulement quasi homogène et isotrope dans un icosaèdre, Machicoane *et al.* [MZF<sup>+</sup>14] ont montré que pour un écoulement de von Kármán, bien moins homogène, des particules dont le diamètre s’approche de l’échelle intégrale échantillonnent l’espace de façon assez fortement inhomogène. À ce jour, on ne comprend toujours pas bien quels sont les mécanismes qui sont responsables de ces concentrations.

Dans la sous-section précédente, nous avons vu qu’une particule de taille finie modifie les propriétés d’un écoulement turbulent sur des distances de l’ordre de son diamètre. Parmi les effets bien identifiés, on peut citer l’aug-

mentation du taux de dissipation de l'énergie dans la couche limite visqueuse et la diminution de l'énergie cinétique et du taux de dissipation à des distances de l'ordre du rayon de la particule. Il est alors légitime de se demander quels sont les effets globaux des particules sur l'écoulement. En principe, le changement induit par les particules sur l'intensité de la turbulence dépend de leur taille, de leur nombre de Reynolds, de la configuration de l'écoulement, du rapport de densités et de la fraction volumique de particules. Ferrante & Elghobashi [FE04] ont étudié ce problème avec des particules lourdes ponctuelles dans des simulations numériques de turbulence en déclin. Ils ont décidé de fixer les fractions volumiques et massiques des particules et de varier leur nombre de Stokes. Ils observent notamment une modification notable du spectre d'énergie de l'écoulement et du taux de dissipation. Toutefois, ces modifications sont telles que le taux de déclin  $dE/dt$  de l'énergie cinétique du fluide reste approximativement constant. Comme cela a été montré par Lucci *et al.* [LFE10], la situation est différente dans le cas de particules de taille finie. Lorsque  $D_p$  est dans la gamme d'échelle inertielle, l'énergie décroît toujours plus vite avec des particules que sans. Il semble donc évident que la présence des particules affecte les propriétés énergétiques globales de l'écoulement. En ce qui concerne la structure à petite échelle de la turbulence, les résultats sont bien moins clairs. La plupart des études sur la modulation de la turbulence par des grosses particules sont numériques. Dans ces approches, elles y sont généralement traitées comme des inclusions dans le fluide où l'on impose que le champ de vitesse corresponde à un mouvement solide. Ceci est la base des méthodes de frontières immergées ("immersed boundaries") ou de couplage par les forces ("force coupling") qui sont très largement utilisées. Le champ de vitesse est alors généralement traité dans sa globalité (en incluant les particules) pour en déterminer le spectre. Ce champ a des discontinuités de ses dérivées à la surface des particules, ce qui pollue la transformée de Fourier aux grands nombres d'onde (voir, par exemple, [TDPV04, YDCM10]). On ne sait donc pas si la présence des particules change ou non les propriétés d'échelle du champ de vitesse turbulent.

Dans cette section, nous avons vu, d'une part, que les particules emmenées dans un écoulement peuvent affecter les propriétés de ce dernier et, d'autre part, que leur dynamique est en retour modifiée par leur effet collectif sur l'écoulement. Les principaux paramètres utilisés pour caractériser ce phénomène sont : la taille des particules, leur temps de retournement comparé à celui de l'écoulement et leurs fractions volumique et massique. Cependant, malgré de nombreux travaux aussi bien numériques qu'expérimentaux, une compréhension exhaustive de l'effet collectif des particules de taille finie sur un écoulement turbulent reste à ce jour loin d'être acquise. Un effort impor-

tant reste à faire pour, par exemple, être capable de savoir dans quel contexte on peut utiliser soit une superposition linéaire d'effets individuels des particules et soit des effets collectifs complexes et généralement non linéaires. Pour apporter une contribution à ces questions, j'ai été amené au cours de cette thèse à réaliser des mesures expérimentales dans un écoulement classique de von Kármán. Pour cela, j'ai utilisé différentes fractions volumiques de grosses particules de flottabilité nulle et de taille de l'ordre de  $80\eta$ . En utilisant une méthode classique de suivi lagrangien de particules (PTV), j'ai pu étudier les propriétés de l'écoulement sans particules et de ceux correspondant à différentes fractions volumiques de particules. Les résultats de ces mesures sont résumés dans le chapitre 4.

## Chapitre 2

# Mouvement relatif d'une particule isolée de taille finie et perturbations de l'écoulement turbulent

Nous avons motivé dans le chapitre précédent l'étude du transport de particules de taille finie ou de densité différente du fluide par des écoulements turbulents, du fait du grand nombre d'applications naturelles ou industrielles où celles-ci interviennent. Aussi, nous avons vu qu'il n'existe pas de modèle général pour la dynamique de telles particules. Effectivement, ce n'est que dans certaines asymptotiques qu'on connaît explicitement les forces exercées par le fluide et qu'on peut les exprimer en fonction de la vitesse relative de la particule au fluide (vitesse de glissement) et de l'accélération du volume de fluide déplacé. Les hypothèses conduisant à un tel modèle sont (i) une taille des particules plus petite que l'échelle de variation de la vitesse du fluide (échelle de Kolmogorov  $\eta$  en turbulence) et (ii) un nombre de Reynolds particulaire (défini avec la vitesse de glissement) suffisamment petit. Quand le diamètre des particules devient plus grand que  $\eta$ , il n'existe plus de modèle explicite pour leur dynamique. On parle alors de particules de taille finie. D'une part, elles modifient l'écoulement sur des échelles qui interfèrent avec la dynamique turbulente du fluide. Leur sillage peut donc être très complexe. D'autre part, ces particules de taille finie sont généralement associées à des nombres de Reynolds finis. La couche limite qui les entoure n'est donc plus laminaire. Pour expliciter les forces que le fluide exerce sur de telles particules, il faudrait en principe résoudre entièrement l'équation non linéaire et non stationnaire de Navier-Stokes avec les bonnes conditions sur leur surface. Toutefois, la chaotité des écoulements turbulents et l'absence

---

de séparation d'échelle claire entre les échelles de la turbulence et les modifications de l'écoulement dues à la particule font qu'il n'existe pas d'approche asymptotique qui simplifierait le problème.

À cause de l'impossibilité d'écrire un modèle pour la dynamique de particules de taille finie, leur étude doit se baser sur des mesures directes, expérimentales ou numériques. Toutefois, on rencontre dans ces approches d'autres difficultés qui font que le problème de la dynamique des particules de taille finie en turbulence est assez peu exploré. Par exemple dans les expériences, comprendre les interactions entre le fluide et les particules nécessite de déterminer le mouvement de celles-ci et, simultanément le champ de vitesse de l'écoulement dans leur voisinage. Il faut pour cela mettre en place des techniques de mesures très sophistiquées, comme celles utilisées dans [KL02, BBC<sup>+</sup>12, KGBB12]. D'autres difficultés apparaissent dans les études numériques. Elles nécessitent en effet de résoudre de façon précise la couche limite autour de la particule avec suffisamment de points de grille et, en même temps, d'avoir des échelles assez grandes pour que l'écoulement soit dans un régime de turbulence développée, ce qui implique de très grandes séparations d'échelle et est donc très coûteux en résolution. Ainsi, les principales études numériques de ce problème ont eu lieu relativement récemment en conjonction avec le développement des moyens de calculs. Ces travaux ont pour l'essentiel porté soit sur le cas d'une particule fixe dans un écoulement turbulent [BE10, ZBN10, HBG13], soit sur la modulation de la turbulence par plusieurs particules [LFE10, GVKU12, KCBDU13].

Un cas d'école auquel de nombreux travaux se sont consacrés est celui des particules de même densité de masse que le fluide (de flottabilité nulle). Ce choix a bien sûr de nombreuses applications pour le transport de sédiments ou de plancton, mais permet aussi, d'un point de vue physique, d'isoler les effets de taille finie de ceux induits par une masse des particules plus petites ou plus grandes que le fluide. Au cours de ces dernières années, de nombreuses mesures expérimentales ont été effectuées pour caractériser les propriétés dynamiques individuelles (statistiques de la vitesse, de l'accélération et de la rotation) de telles particules [QBB<sup>+</sup>07, XB08, VCLP11, ZGB<sup>+</sup>11]. Ces études ont notamment bénéficié des récents développements des techniques de suivi lagrangien (PTV). Un des résultats principaux est que les particules de taille finie semblent filtrer la turbulence sur des échelles de l'ordre de leur diamètre  $D_p$ . Par exemple, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les mesures montrent que la variance de leur accélération se comporte comme  $(D_p/\eta)^{-2/3}$  [QBB<sup>+</sup>07]. Toutefois, ces différents travaux ne se sont pas pour le moment intéressés aux modifications de l'écoulement porteur au voisinage de la particule.

Je présente ici différents résultats obtenus à partir de simulations nu-

mériques directes d'une particule sphérique isolée, de même densité que le fluide. J'ai utilisé trois simulations de turbulence développée pour lesquels le diamètre de la particule prend respectivement les valeurs 17, 34 et  $67\eta$ . L'équation de Navier–Stokes pour l'écoulement a été résolue en utilisant un code pseudo-spectral. La force exercée par le fluide et la condition de non glissement à la surface de la particule ont été imposées par une méthode de frontière immergée. Cette méthode est détaillée dans la Section 2.1. Nous verrons par la suite dans la Section 2.2 que ces travaux nous ont permis de proposer une définition de la direction de glissement instantanée de la particule par rapport au fluide porteur. Cette direction est définie à partir des moyennes de la direction du flux de fluide sur différentes coquilles concentriques avec la particule. Cette analyse permet de définir et de représenter le profil moyen de vitesse autour de la particule en mouvement, d'estimer son nombre de Reynolds effectif et de quantifier les modifications locales de l'écoulement dues à sa présence. Comme cela est détaillé dans la Section 2.3, nous avons ainsi pu constater que, d'une part, dans la couche limite de la particule, le taux de dissipation de l'énergie cinétique augmente dans toutes les directions et que, d'autre part, la particule affaiblit dans son sillage les fluctuations turbulentes sur des distances de l'ordre de son diamètre  $D_p$ . Finalement, nous verrons aussi dans la Section 2.3 que des arguments dimensionnels peuvent être utilisés pour caractériser les fluctuations turbulentes en fonction de la distance par rapport à la surface de la particule. À l'instar des écoulements de parois, nous avons montré la présence d'une couche logarithmique, déterminé une vitesse de friction, et une longueur visqueuse en fonction de la taille de la particule. Ces arguments ont permis de montrer que le nombre de Reynolds de friction d'une particule se comporte comme  $Re_\tau \propto (D_p/\eta)^{4/3}$ .

## 2.1 Simulations numériques directes

L'objectif de cette section est de donner quelques détails sur la méthode numérique que nous avons utilisée pour intégrer la dynamique de particules de taille finie dans un écoulement turbulent. Tout d'abord, nous formulons ici le problème. Appelons  $\Omega$  le domaine contenant le fluide et la particule. La particule occupe à l'instant  $t$  un sous-domaine  $\Omega_p(t) \subset \Omega$  dont la frontière (surface de la particule) est  $\partial\Omega_p(t)$ . Le champ de vitesse  $\mathbf{u}$  du fluide est alors solution des équations de Navier–Stokes incompressibles :

$$\partial_t \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_f} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}_e, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad \text{pour } \mathbf{x} \in \Omega \setminus \Omega_p \quad (2.1)$$

## 2.1 Simulations numériques directes

---

avec la condition de bord

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{v}_p(\mathbf{x}, t) \quad \text{pour } \mathbf{x} \in \partial\Omega_p(t). \quad (2.2)$$

Dans l'équation (2.1),  $p$  désigne la pression,  $\rho_f$  la densité de masse du fluide,  $\nu$  sa viscosité cinématique,  $\mathbf{f}_e$  les forces externes exercées sur le fluide, et  $\mathbf{v}_p$  indique la vitesse à la surface de la particule. Notons que dans le cas d'une particule solide sphérique avec un diamètre  $D_p$  on a  $\Omega_p = \{\mathbf{x} : |\mathbf{x} - \mathbf{X}_p(t)| \leq D_p/2\}$ . Si de plus la particule a un mouvement solide, la vitesse à sa surface s'écrit  $\mathbf{v}_p(\mathbf{x}, t) = \mathbf{V}_p(t) + \boldsymbol{\omega}_p(t) \times [\mathbf{x} - \mathbf{X}_p(t)]$ , où  $\mathbf{V}_p$  et  $\boldsymbol{\omega}_p$  sont les vitesses respectivement de translation et de rotation de la particule. Ces vitesses sont solutions des équations de Newton

$$\begin{aligned} m_p \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} &= (m_p - m_f)\mathbf{g} + \mathbf{F} \\ \mathcal{I}_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} &= \mathbf{T}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dans le cas de particules sphériques de même densité que le fluide, leur masse s'écrit  $m_p = \rho_f \pi D_p^3/6$ , le terme de poussée d'Archimède impliquant l'accélération de la gravité  $\mathbf{g}$  s'annule, et le tenseur d'inertie de la particule s'écrit  $\mathcal{I}_p = \rho_f \pi D_p^5/60$ . La force  $\mathbf{F}$  exercée par le fluide sur la particule s'écrit

$$\mathbf{F} = \int_{\partial\Omega_p(t)} \mathbb{T} \cdot d\mathbf{S}, \quad \text{avec } \mathbb{T} = -p\mathbf{I}_3 + \rho_f \nu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T). \quad (2.4)$$

$\mathbb{T}$  désigne ici le tenseur des contraintes du fluide. Le couple  $\mathbf{T}$  des forces agissant sur la particule est donné par :

$$\mathbf{T} = \int_{\partial\Omega_p(t)} \mathbf{n} \times (\mathbb{T} \cdot d\mathbf{S}) \quad (2.5)$$

où  $\mathbf{n}$  est le vecteur unitaire normal (sortant) à la surface de la particule.

Dans notre méthode numérique, la force totale (2.4) exercée par le fluide sur la particule et la condition de non glissement (2.2) à la surface de la particule sont imposées en utilisant la technique des frontières immergées ou "immersed boundary method (IBM)" en anglais. Signalons que la méthode IBM avait été introduite pour la première fois par Charles S. Peskin [Pes72] pour étudier la circulation sanguine dans des valvules cardiaques. L'idée de ce type de méthode est de considérer que le champ de vitesse est défini globalement dans le domaine  $\Omega$ . En dehors du sous-domaine  $\Omega_p$  occupé par la particule, il est une solution de l'équation de Navier–Stokes (2.1). Pour résoudre cette équation, nous utilisons une méthode pseudo-spectrale standard pour

les dérivées spatiales et une évolution temporelle Runge–Kutta du troisième ordre. De manière à obtenir la bonne condition de bord sur la surface  $\partial\Omega_p$  de la particule, il suffit d'imposer que le champ de vitesse décrit le mouvement solide  $\mathbf{v}_p(\mathbf{x}, t)$  à l'intérieur de  $\Omega_p$ . Pour cela, on modifie les équations de Navier–Stokes en y rajoutant une force virtuelle qui n'agit que dans  $\Omega_p$ . Cette force, notée  $\mathbf{f}_b$  est appelée force de pénalisation. Pour la calculer, nous utilisons les idées développées dans [FVOMY00, PBC08]. Plus de détails sur la façon spécifique avec laquelle cette méthode est implémentée peuvent être trouvés dans [HBG13]. Il y est notamment montré que cette méthode est d'ordre  $3/2$ . La force  $\mathbf{F}$  exercée par le fluide sur la particule peut facilement être obtenue à partir de la force de pénalisation  $\mathbf{f}_b$  en remarquant que

$$\int_{\partial\Omega_p(t)} \mathbb{T} \cdot d\mathbf{S} = \int_{\Omega_p(t)} \mathbf{f}_b d^3x.$$

Ce code a été développé et implémenté par Holger Homann et ses collaborateurs. Il a déjà été utilisé pour explorer par exemple la dynamique des particules dont le diamètre est de l'ordre de l'échelle dissipative  $\eta$  [HB10] ou bien les modifications dues à la turbulence des forces de traînée et de poussée sur une particule fixe dans un écoulement moyen [HBG13]. Dans ce qui suit, j'utilise les résultats de trois différentes simulations dans un domaine  $\Omega$  périodique cubique. Chacune d'elles contient une grosse particule sphérique de flottabilité nulle, isolée et libre de se déplacer avec l'écoulement. Trois diamètres différents sont considérés :  $D_p = 17\eta = L/16$ ,  $D_p = 34\eta = L/8$ , et  $D_p = 67\eta = L/4$ . Pour assurer un état d'équilibre statistique de l'écoulement,

$N^3$	$\delta x$	$\nu$	$u_{\text{rms}}$	$\varepsilon$	$\eta$	$\tau_\eta$	$L$	$T_L$	$Re_\lambda$
$1024^3$	0.006	$1.8 \cdot 10^{-4}$	0.19	$4.5 \cdot 10^{-3}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$	0.20	1.6	8.2	160

TABLE 2.1 – Paramètres des simulations numériques.  $N^3$  : nombre total de points de collocation,  $\delta x = 2\pi/N$  : taille de la maille,  $\nu$  : viscosité cinématique,  $u_{\text{rms}}$  : écart-type des composantes de la vitesse,  $\varepsilon$  : taux de dissipation de l'énergie cinétique,  $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$  : échelle dissipative de Kolmogorov,  $\tau_\eta = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$  : temps de retournement associé à l'échelle de Kolmogorov,  $L = u_{\text{rms}}^3/\varepsilon$  : échelle intégrale,  $T_L = L/u_{\text{rms}}$  : temps de retournement à grande échelle,  $Re_\lambda = \sqrt{15} u_{\text{rms}} L/\nu$  : nombre de Reynolds basé sur la micro-échelle de Taylor.

le forçage  $\mathbf{f}_e$  des grandes échelles est tel que le contenu énergétique des plus grandes échelles (deux premières coquilles en nombre d'onde dans l'espace de Fourier) soit maintenu constant. Le nombre de Reynolds estimé avec l'échelle intégrale  $L$  est de l'ordre de  $Re \approx 1700$ . Les paramètres de ces simulations



## 2.1 Simulations numériques directes

numériques sont résumés dans le tableau 2.1. Nous avons noté une variation d’au maximum 2% de ces quantités entre les différentes réalisations (de l’ordre des fluctuations temporelles de l’énergie cinétique). Le choix de la résolution à la précision requise a été confirmé a posteriori par l’observation autour de la particule, d’une couche limite visqueuse dans laquelle la vitesse du fluide croît linéairement (voir §2.3).

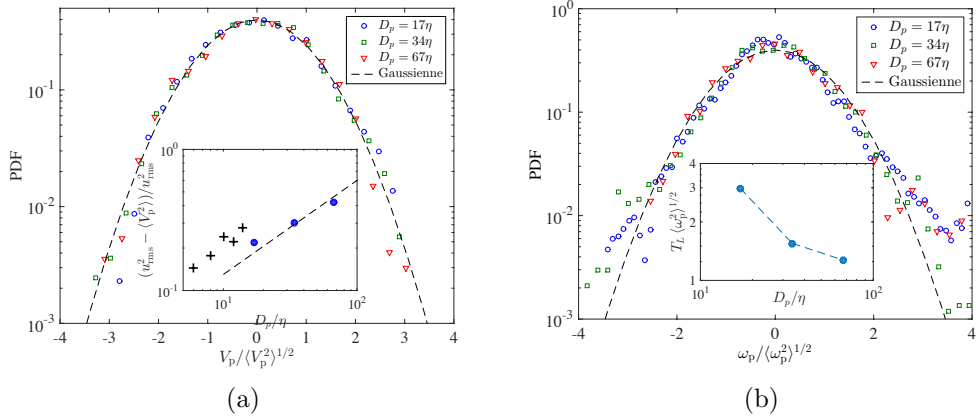


FIGURE 2.1 – (a) Densité de probabilité normalisée des composantes de la vitesse de translation  $\mathbf{V}_p$  pour les trois particules de diamètres  $D_p = 17\eta$ ,  $D_p = 34\eta$  et  $D_p = 67\eta$  respectivement ; la courbe en tirets représente une gaussienne. Encart : évolution des déviations de la variance des composantes de vitesse des particules à celle du fluide  $u_{\text{rms}}^2$ . Les données correspondant aux simulations rapportées ici sont en bleu ; les croix noires sont les données obtenues dans [HB10] pour  $R_\lambda = 32$ . (b) Densité de probabilité normalisée des composantes de la vitesse de rotation  $\boldsymbol{\omega}_p$  des trois particules de diamètres différents. Encart : évolution de l’écart-type des composantes de  $\boldsymbol{\omega}_p$ , normalisées par le temps de retournement à grande échelle  $T_L$ , en fonction de la taille des particules.

Pour valider les résultats de ces simulations numériques, on peut commencer par regarder les statistiques de la vitesse de translation  $\mathbf{V}_p$  et de rotation  $\boldsymbol{\omega}_p$  des particules. L’encart de la Fig. 2.1(a) montre l’évolution des déviations de l’écart-type  $\langle V_p^2 \rangle^{1/2}$  des composantes de la vitesse de translation en fonction du diamètre  $D_p$  de la particule. Les données correspondant aux mesures effectuées dans [HB10] y sont aussi représentées. On observe que les particules de plus en plus grosses ont des fluctuations de vitesses qui diminuent par rapport aux fluctuations  $u_{\text{rms}}$  typiques du fluide. Ces déviations sont compatibles avec un comportement  $\propto (D_p/\eta)^{2/3}$ , déjà observé dans [HB10] et qui peut être

prédit en utilisant l'analyse dimensionnelle Kolmogorov 1941. Les déviations que nous observons sont bien plus fortes que celles mesurées dans [VCLP11]. Par exemple, dans cette étude expérimentale dans un écoulement de von Kármán, la vitesse rms des particules de diamètre  $\approx 40\eta$  semblent dévier de seulement quelques pourcents de celle du fluide, alors que nos données montrent des déviations de  $\approx 30\%$ . Ces différences pourraient être dues, soit à une différence de nombre de Reynolds (ils utilisent  $R_\lambda = 800\text{--}1000$  et dans notre cas,  $R_\lambda \approx 160$ ), soit aux inhomogénéités spatiales présentes dans leur écoulement. Comme on le voit dans la partie principale de la Fig. 2.1(a), les densités de probabilité normalisées des composantes de la vitesse de translation des particules sont très proches d'une gaussienne. Ceci confirme que les fluctuations de ces vitesses sont comparables à celles de la vitesse turbulente à grande échelle, comme cela a aussi été observé dans [ZGB<sup>+</sup>11].

Comme on le voit dans l'encart de la Fig. 2.1(b), les fluctuations des composantes de la vitesse de rotation  $\omega_p$  diminuent elles aussi en fonction de la taille de la particule. Leurs écarts-types semblent se rapprocher de l'inverse du temps de retournement à grande échelle lorsque  $D_p$  augmente. Une telle observation est consistante avec celle effectuée dans [ZGB<sup>+</sup>11]. La distribution de probabilité normalisée des composantes de  $\omega_p$  semble elle ne pas dépendre de la taille de la particule (aux fluctuations statistiques près). Elle dévie légèrement d'une gaussienne. Nos mesures numériques indiquent un coefficient d'aplatissement de l'ordre de 4, comparable à ce qui a été mesuré expérimentalement dans [ZGB<sup>+</sup>11].

Les mesures des fluctuations des composantes de l'accélération montrent des déviations encore plus fortes par rapport à une distribution gaussienne. On voit en effet sur la Fig. 2.2 que les queues de ces distributions sont assez développées, mais tout de même moins que celle de l'accélération des traceurs du fluide. On ne voit cependant pas de dépendance claire en fonction de la taille des particules. Ceci est certainement lié au manque de données responsable de fortes fluctuations statistiques. Les queues ne sont résolues que jusqu'à cinq ou six fois l'écart-type. Comme cela a été montré dans [VCLP11], une dépendance en fonction de la taille des particules de la distribution des fluctuations de l'accélération n'est pas visible avant environ dix fois l'écart-type. L'encart de la Fig. 2.2 montre l'évolution du rapport entre l'écart-type des composantes de l'accélération des particules et celui des traceurs en fonction du diamètre  $D_p$ . On observe clairement que les particules de plus en plus grosses ont des accélérations de moins en moins fortes. Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre précédent, Section 1.4.2, il est prédit, par analyse dimensionnelle, qu'aux très grands nombres de Reynolds, l'écart-type de l'accélération se comporte comme  $D_p^{-1/3}$ . Ceci a été confirmé dans les mesures expérimentales de Qureshi *et al.* [QBB<sup>+</sup>07] ou de Volk *et*

*al.* [VCLP11]. Toutefois, le nombre de Reynolds relativement modéré qui nous permet d'atteindre cette simulation numérique appartient à un régime différent où les fluctuations de pressions sont dominées par l'advection par les grandes échelles. Dans notre cas, on s'attend à ce que l'écart-type de l'accélération se comporte comme  $D_p^{-2/3}$ , comme cela est confirmé dans l'encart de la Fig. 2.2.

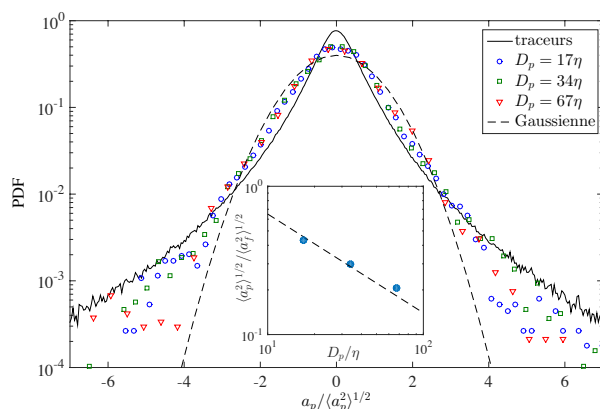


FIGURE 2.2 – Densité de probabilité normalisée des composantes de l'accélération  $\mathbf{a}_p$  pour les trois particules de diamètres  $D_p = 17\eta$ ,  $D_p = 34\eta$  et  $D_p = 67\eta$  respectivement ; la courbe noire continue correspond à l'accélération des traceurs dans un écoulement à peu près équivalent ( $R_\lambda \approx 130$  au lieu de  $R_\lambda \approx 160$ ) ; la courbe en tirets représente une gaussienne. Encart : évolution de l'écart-type de l'accélération normalisé par celui du fluide. On observe un comportement proche de  $(D_p/\eta)^{-2/3}$  (ligne en tirets).

## 2.2 Mouvement relatif au fluide de grosses particules

La figure 2.3 représente des instantanés obtenus numériquement avec la méthode décrite dans la section précédente dans le cas d'une particule de diamètre  $D_p = 34\eta$ . Il s'agit pour (a) d'une composante de la vitesse du fluide et pour (b) du module de la vorticité  $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$  au même instant, dans un plan perpendiculaire au centre de la particule. On peut facilement remarquer sur ces deux images que les perturbations sur le fluide porteur, introduites par la présence de la particule dans son voisinage, affectent la dynamique de l'écoulement aussi bien sur les petites échelles qu'aux distances de l'ordre du diamètre  $D_p$ . On voit donc que nous sommes dans

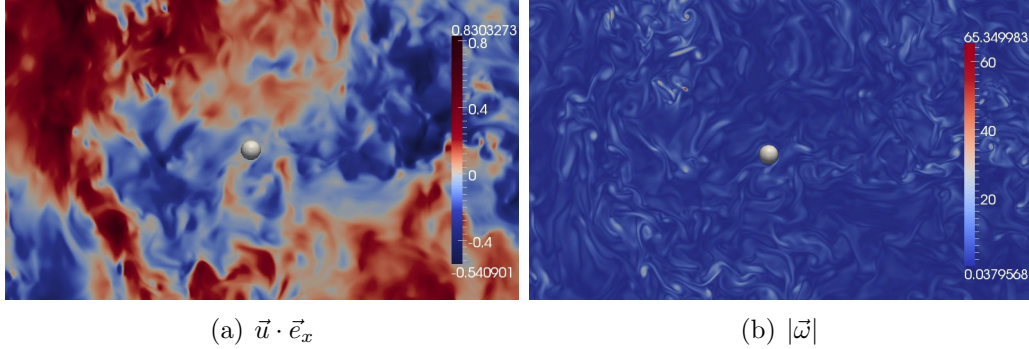


FIGURE 2.3 – Instantané d’une composante de la vitesse (a) et du module de la vorticité (b) dans une fine tranche du fluide au voisinage de la particule.

une situation où les modèles de particules ponctuelles ne sont pas valables. Aussi, cette observation suscite une question intéressante dans l’étude de la dynamique des particules de taille finie : comment définir et quantifier la vitesse du fluide à la position de la particule ? Cette grandeur une fois définie permet d’évaluer le déplacement relatif de la particule (sa vitesse de glissement) par rapport au fluide porteur pour notamment déterminer son nombre de Reynolds. Vu que les fluctuations turbulentes de  $\mathbf{u}$  et ses modifications liées à la présence de la particule ont lieu à des échelles comparables, il n’est pas évident d’identifier qualitativement une vitesse non perturbée. Il faut ainsi avoir recours à un traitement statistique. Ces dernières années différentes approches ont été proposées pour définir une vitesse glissement [LFE10, GE12, KGBB13, KCBDU13] (voir Section 1.4.2 pour plus de détails). Dans la suite de cette section, nous allons tester ces définitions possibles de la vitesse de glissement en utilisant les données de nos simulations numériques. De manière plus spécifique, nous avons stocké à une fréquence suffisamment rapide le champ de vitesse du fluide sur plusieurs coquilles concentriques  $\mathcal{S}_r$  situées à des distances  $r$  variant de 0 à  $\approx 250\eta$  de la surface de la particule. En utilisant les différentes définitions de la vitesse de glissement, nous utiliserons ces données pour notamment construire des profils moyens de vitesse relative du fluide et les comparer. Aussi, nous comparerons ces résultats à une définition alternative de la direction de glissement que nous avons introduite et qui se base sur la mesure des flux de fluide sur ces différentes coquilles.

### 2.2.1 Définitions possibles de la direction de glissement et profil moyen

On aimerait pouvoir définir la vitesse induite par la particule sur le fluide en fonction de la distance  $r$  à sa surface. Pour cela on introduit ainsi le champ de vitesse relative  $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{V}_p(t)$ . Pour construire un profil moyen de vitesse, on ne peut pas se limiter à effectuer une moyenne temporelle de  $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ . Elle serait en effet nulle car elle contiendrait une moyenne sur les variations isotropes du mouvement de la particule. Il faut plutôt effectuer des moyennes en conditionnant sur la direction du mouvement relatif. Toutefois, pour définir cette direction, il y a plusieurs possibilités.

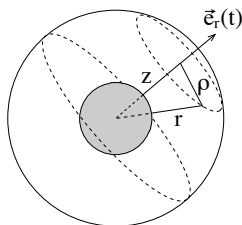


FIGURE 2.4 – Système de coordonnées cylindrique défini à partir d’une direction instantanée arbitraire  $\mathbf{e}_g(t)$  du glissement.  $z$  désigne la coordonnée le long de l’axe parallèle à  $\mathbf{e}_g(t)$  et  $\rho$  la distance à cet axe.

Une première idée qui vient naturellement à l’esprit est de supposer que la direction du mouvement relatif du fluide est donnée par celle de la vitesse instantanée de translation de la particule. On définit donc la direction du glissement comme  $\mathbf{e}_g = \mathbf{V}_p(t)/|\mathbf{V}_p(t)|$ . Cette approche avait déjà été utilisée par Klein *et al.* [KGBB12]. Une fois cette direction définie, le profil moyen de vitesse est obtenu en projetant  $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$  soit sur  $\mathbf{e}_g$ , soit sur les directions perpendiculaires à ce vecteur. On définit alors un système de coordonnées cylindriques instantané de manière à calculer le profil moyen en fonction de la coordonnée  $z = (\mathbf{x} - X_p(t)) \cdot \mathbf{e}_g$  en amont/aval, et de la distance  $\rho = [|\mathbf{x} - X_p(t)|^2 - z^2]^{1/2}$  perpendiculaire (voir Fig. 2.4). La composante de la vitesse relative dans la direction du glissement s’écrit dans ce cas

$$U_{\text{rel}}(\rho, z) = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{e}_g(t) \rangle. \quad (2.6)$$

En principe, l’axe définie par  $\mathbf{e}_g$  est un axe de symétrie de la dynamique. Le profil moyen ne dépend que des coordonnées  $z$  et  $\rho$  et pas de l’angle. Les chevrons  $\langle \cdot \rangle$  désignent dans (2.6) des moyennes temporelles et spatiales sur ces angles. La figure 2.5 représente  $U_{\text{rel}}$  obtenue avec cette définition de la direction de glissement et pour (a) un traceur, et (b) à (d) les trois tailles

de particules que nous avons considérées. Avec notre définition, l'écoulement de fluide va ici de la droite ( $z > 0$ ) vers la gauche ( $z < 0$ ). On observe sur ces profils de vitesse des variations liées simplement au fait qu'on s'est placé dans le repère de la particule. Les différences de vitesse augmentent en fonction de la distance à l'origine à cause de l'augmentation des incréments de vitesse turbulents en fonction de la séparation. Ce comportement est déjà visible dans le cas du traceur. Aussi, on observe pour les particules de taille finie, un autre type de modification de l'écoulement qui vient directement des perturbations de l'écoulement induites par la particule et qui a lieu sur des échelles de l'ordre du diamètre de celle-ci.

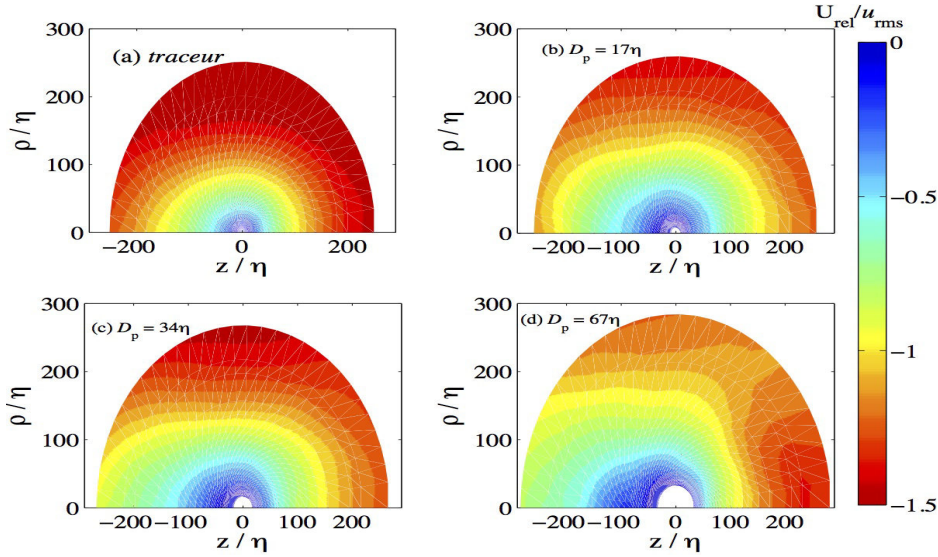


FIGURE 2.5 – Vitesse relative moyenne du fluide projetée sur la direction de glissement définie par la vitesse de translation de la particule  $\mathbf{V}_p$ . (a) cas d'un traceur, (b)  $D_p = 17\eta$ , (c)  $D_p = 34\eta$  et (d)  $D_p = 67\eta$ .

La seconde définition de la direction de glissement que nous avons testée avait déjà été utilisée dans [LFE10, KCBDU13]. Elle consiste à faire dépendre  $\mathbf{e}_g$  de la distance  $r$  à la surface de la particule. On utilise pour cela la direction de la vitesse du fluide moyennée sur une sphère  $\mathcal{S}_r$  de même centre que la particule et de rayon  $D_p/2 + r$ . On définit ainsi  $\mathbf{e}_g(r, t) = [\bar{\mathbf{u}}(r, t) - \mathbf{V}_p] / |\bar{\mathbf{u}}(r, t) - \mathbf{V}_p|$  où

$$\bar{\mathbf{u}}(r, t) = \frac{1}{4\pi (D_p/2 + r)^2} \int_{\mathcal{S}_r} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) dS. \quad (2.7)$$

Cette définition de la direction qui dépend de  $r$  prend en compte d'une certaine manière l'histoire des modifications de l'écoulement par la particule. Par exemple, si la trajectoire de la particule est courbée, son sillage lointain

n'a aucune raison d'être exactement aligné avec la direction courante de  $\mathbf{V}_p$ . Avec cette définition, nous espérons capturer une partie de cette information. En utilisant la définition (2.6) de la vitesse relative dans la direction du glissement avec cette définition de  $\mathbf{e}_g$ , on obtient les profils de vitesse représentés sur la Fig. 2.6. On note déjà qu'en comparant ces résultats à ceux de la Fig. 2.5, cette deuxième définition de la direction de glissement donne des formes qualitatives du profil de vitesse similaires. Toutefois, on voit que ces profils sont moins symétriques que dans le cas précédent, ce qui donne quelques faveurs pour cette définition en termes de vitesse moyennée sur des coquilles.

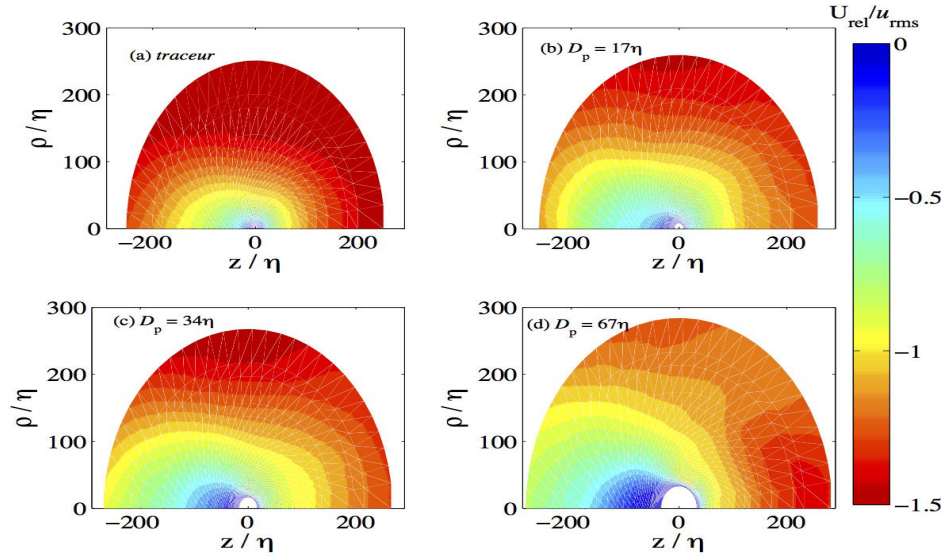


FIGURE 2.6 – Vitesse relative moyenne du fluide projetée sur la direction de glissement définie par la vitesse moyenne du fluide sur des coquilles concentriques autour de la particule. (a) cas d'un traceur, (b)  $D_p = 17\eta$ , (c)  $D_p = 34\eta$  et (d)  $D_p = 67\eta$ .

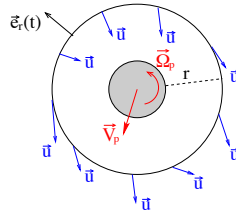


FIGURE 2.7 – ]

Schéma de définition de la direction de glissement  $\mathbf{e}_g(r, t)$  sur une coquille à une distance  $r$  de la surface de la particule (représentée en gris).

Même si cette définition de la direction de glissement en terme de vitesse

moyenne du fluide permet déjà d'obtenir des résultats relativement satisfaisants, nous avons proposé et utilisé une définition qui semble mieux justifiée au sens physique. Elle repose sur la mesure des flux du fluide autour de la particule qui paraît mieux adaptée pour définir les notions d'amont et d'aval. Comme dans le cas précédent, cette approche consiste à définir la direction instantanée de glissement  $\mathbf{e}_g(r, t)$  sur les différentes coquilles centrées à des distances  $r$  autour de la particule (voir Fig 2.7) et, par conséquent, elle dépend de la distance  $r$  à la surface de la particule. Sur chaque coquille  $\mathcal{S}_r$  de rayon  $D_p/2 + r$ , la vitesse relative moyenne du fluide est pondérée par le flux de masse et nous définissons ainsi  $\mathbf{e}_g(r, t) = \Phi(r, t)/|\Phi(r, t)|$  où

$$\Phi(r, t) = -\frac{1}{4\pi (D_p/2 + r)^2} \int_{\mathcal{S}_r} [(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{V}_p(t)) \cdot \mathbf{n}] \mathbf{n} dS, \quad (2.8)$$

où nous rappelons que  $\mathbf{n}$  désigne le vecteur unitaire normal à la surface de la coquille. La direction  $\mathbf{e}_g(r, t)$  est ainsi toujours orientée dans la direction du flux de fluide entrant à la distance  $r$  (voir Fig 2.7). Dans le cas d'une particule transportée par un écoulement laminaire, du fait de la symétrie, la direction  $\mathbf{e}_g$  serait indépendante de la distance  $r$  et donc assimilable à l'écoulement moyen. C'est le contraire que l'on observe dans le cas où la particule crée un sillage chaotique et non stationnaire, car la direction varie dans l'espace et dans le temps. Comme dans les deux cas précédents, une fois que la direction

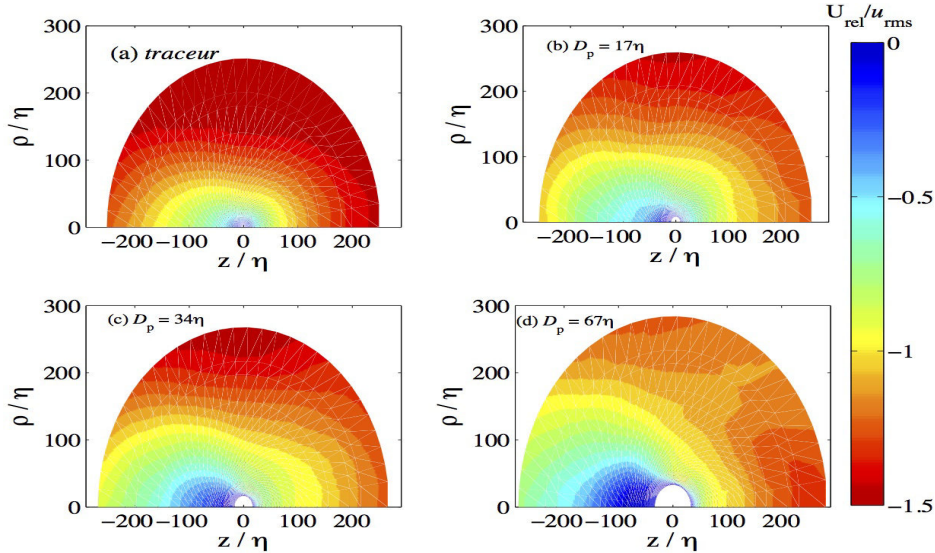


FIGURE 2.8 – Vitesse relative moyenne du fluide projetée sur la direction de glissement  $\mathbf{e}_g$  définie par le flux de masse du fluide sur des coquilles concentriques autour de la particule. (a) cas d'un traceur, (b)  $D_p = 17\eta$ , (c)  $D_p = 34\eta$  et (d)  $D_p = 67\eta$ .



est définie, on peut utiliser la définition (2.6) de la vitesse relative dans la direction de  $\mathbf{e}_g$ . On obtient alors les profils de vitesse représentés sur la Fig 2.8. Ils semblent dans ce cas encore plus asymétriques qu'avec les deux définitions précédentes. On voit clairement sur cette figure une zone dans le sillage des particules de taille finie où la vitesse est quasiment nulle, ce qui laisse penser que les fluctuations turbulentes y sont fortement affaiblies. La taille de cette région où la turbulence est atténuée augmente avec le diamètre des particules.

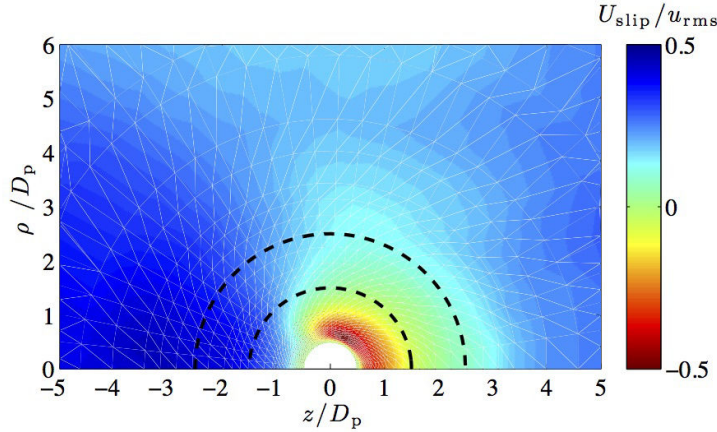
### 2.2.2 Estimation de la vitesse de glissement

Dans toute la suite, nous avons décidé de choisir comme définition de la direction de glissement du fluide par rapport à la particule, celle qui se base sur la moyenne de la vitesse du fluide (2.8) pondérée par les flux.

Nous avons vu sur la Fig. 2.8 que le profil moyen de vitesse estimé avec la définition de  $\mathbf{e}_g$  en terme de flux présente une certaine asymétrie et ressemble fortement à la structure d'un écoulement uniforme arrivant en amont d'une particule sphérique. Toutefois, la structure de ce profil est largement dominée par la cinématique. Une grande partie des variations de vitesse en fonction de la distance  $r$  à la surface de la particule vient seulement des propriétés de l'écoulement turbulent et du choix spécifique du système de coordonnées. Ceci est clair quand on regarde le cas d'un traceur (voir Fig 2.8(a)) qui serait à la même position que la particule. On reproduit des caractéristiques similaires de l'écoulement moyen autour d'une particule, ce qui semble absurde, car un traceur étant un élément du fluide ne perturbe en principe pas l'écoulement et ne peut pas avoir de vitesse de glissement par rapport au fluide porteur. Notre approche en terme de direction instantanée  $\mathbf{e}_g$  permet certes de définir un profil de vitesse non nul, mais cependant, les variations de la vitesse sont dominées par l'augmentation des incréments de vitesse turbulents en fonction de la séparation comme  $r^{1/3}$ . L'asymétrie observée peut être liée au fait qu'en turbulence développée, homogène et isotrope, les différences de vitesse longitudinales négatives ont plus de chance d'être grandes par rapport à leurs contreparties positives. Ce qui peut être traduit comme la conséquence de la loi des 4/5 satisfaite par la fonction de structure d'ordre trois et la dissymétrie résultante des différences de vitesses longitudinales. Pour observer et analyser les effets de la présence d'une particule de taille finie sur le fluide porteur, il faut donc comparer et soustraire à nos mesures le cas d'un traceur de l'écoulement qui se trouverait à la même position que la particule. Pour cela, nous avons calculé

$$U_{\text{slip}}(\rho, z) = U_{\text{rel}}(\rho, z) - U_{\text{rel}}^{\text{traceur}}(\rho, z), \quad (2.9)$$

à savoir la différence entre le profil moyen de vitesse  $U_{\text{rel}}(\rho, z)$  obtenu autour d'une particule et celui  $U_{\text{rel}}^{\text{tracér}}(\rho, z)$  autour d'un traceur. On définit ainsi le champ de vitesse de glissement  $U_{\text{slip}}(\rho, z)$  qui est représenté sur la Fig. 2.9 pour  $D_p = 34\eta$ . Dans le cas de deux autres tailles de particules, on observe un profil qualitativement identique. Globalement, la vitesse  $U_{\text{slip}}(\rho, z)$  est positive; cela correspond à un ralentissement du fluide dans la direction  $\mathbf{e}_g$  lorsque l'on compare les cas avec et sans particule. On observe en amont une zone assez localisée où  $U_{\text{slip}}(\rho, z)$  prend des valeurs négatives. À cet endroit, le fluide est accéléré dans la direction  $-\mathbf{e}_g$  lors de son contournement de la particule. C'est dans cette zone qu'ont lieu les modifications les plus importantes de l'écoulement par la particule et que se construit la force exercée par le fluide.



(a)

FIGURE 2.9 – Profil moyen de la vitesse relative de glissement  $U_{\text{slip}}$  pour la particule de diamètre  $D_p = 34\eta$ . Cette vitesse est définie comme la différence entre le profil de vitesse moyen  $U_{\text{rel}}$  autour d'une particule et celui autour d'un traceur; les deux demi-cercles en tirets noirs représentent respectivement les distances  $D_p$  et  $2D_p$  à partir de la surface de la particule.

Si l'on compare ce profil à la Fig. 2.8, on peut clairement observer que l'influence de la particule est plus prononcée sur des distances de l'ordre de son diamètre (les distances  $r = D_p$  et  $r = 2D_p$  sont représentées en tirets sur la Fig. 2.9). Une autre observation importante est que ce profil de glissement tend vers une valeur constante de la vitesse lorsque  $r$  est grand. Ceci peut s'interpréter de manière phénoménologique. La vitesse  $U_{\text{slip}}(\rho, z)$  représentée sur la figure 2.9 correspond à la différence de deux différences

## 2.2 Mouvement relatif au fluide de grosses particules

---

de vitesse et contient d’une certaine manière quatre termes. Ceux-ci peuvent être séparés en deux groupes : le premier est la différence entre la vitesse du fluide avec et sans particule, il contient toute la dépendance spatiale et donc tient en compte des modifications de l’écoulement causées par la présence de la particule. Le second groupe est la différence entre la vitesse de la particule et celle d’un traceur qui serait à l’emplacement de la particule. La figure 2.9 montre clairement que les modifications introduites par la présence de la particule sont observables sur des échelles de l’ordre de son diamètre. Au-delà de cette distance, les effets de la particule sur le fluide diminuent progressivement et finissent par disparaître aux longues distances. Dans cette limite des longues distances à la surface de la particule, la valeur constante positive  $U_{\text{slip}}^\infty$  atteinte par  $U_{\text{slip}}(\rho, z)$  est un “résidu” provenant du second groupe des différences de vitesse. Elle peut être utilisée comme une mesure de la différence typique de vitesse entre la particule et le fluide à l’emplacement de celle-ci. La vitesse  $U_{\text{slip}}^\infty$  représente ainsi une vitesse de glissement. Par conséquent, en mesurant les moyennes de  $U_{\text{slip}}^\infty$  sur des coquilles suffisamment lointaines de la surface de la particule, on peut estimer  $U_{\text{slip}}^\infty$  et ainsi le nombre de Reynolds  $Re_p = U_{\text{slip}}^\infty D_p/\nu$  des trois particules (voir Tab. 2.2).

$D_p$	$17\eta$	$34\eta$	$67\eta$
$U_{\text{slip}}^\infty/u_{\text{rms}}$	0.26	0.27	0.3
$Re_p$	27	58	126

TABLE 2.2 – Nombre de Reynolds  $Re_p = U_{\text{slip}}^\infty D_p/\nu$  des trois particules estimé avec la moyenne de la vitesse de glissement limite  $U_{\text{slip}}^\infty$ .

Pour avoir une idée de l’ordre de grandeur des vitesses  $U_{\text{slip}}^\infty$  mesurées, les fluctuations typiques de la vitesse du fluide  $\propto (\varepsilon D_p)^{1/3}$  sur des échelles de l’ordre de  $D_p$  sont de 1.5 à 2 fois plus grandes que les vitesses de glissement que nous avons estimées ci-dessus. Remarquons que la vitesse de glissement que nous avons utilisée a été obtenue à partir de la définition de la direction instantanée  $\mathbf{e}_g$  introduite plus tôt. En principe, elle est différente de celle basée sur des arguments statistiques comme  $V_A = [u_{\text{rms}}^2 - \langle |\mathbf{V}_p|^2 \rangle / 3]^{1/2}$ , proposée dans [GE12]. En utilisant leur définition de la vitesse de glissement, nous avons obtenu respectivement  $Re_V = V_A D_p/\nu \approx 49, 116$  et  $272$  de la plus petite particule à la plus grande. Ces nombres de Reynolds sont environ deux fois plus grands que ceux calculés avec  $U_{\text{slip}}^\infty$ .

### 2.2.3 Corrélations du glissement et de la force

Une étape supplémentaire pour vérifier la validité de notre définition de la direction du mouvement de la particule en terme de flux  $\mathbf{e}_g$  est de regarder son alignement avec la force  $\mathbf{F}_p$  exercée par le fluide sur la particule. Nous avons ainsi défini la corrélation  $C(r, \tau) = \langle \mathbf{F}_p(t + \tau) \cdot \mathbf{e}_g(r, t) \rangle / \langle |\mathbf{F}_p|^2 \rangle^{1/2}$  entre la force à l'instant  $t + \tau$  et la direction de glissement au temps  $t$  sur une coquille située à une distance  $r$ . La figure 2.10 représente la corrélation  $C(r, \tau)$  en

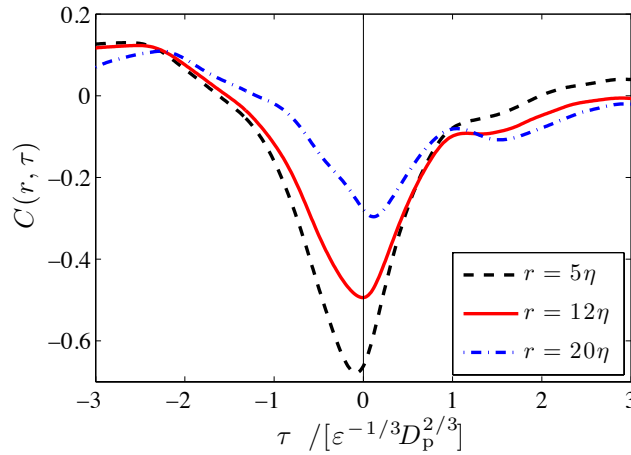


FIGURE 2.10 – Temps de corrélation  $C(r, \tau) = \langle \mathbf{F}_p(t + \tau) \cdot \mathbf{e}_g(r, t) \rangle / \langle |\mathbf{F}_p|^2 \rangle^{1/2}$  entre la force à l'instant  $t + \tau$  et la direction du mouvement à l'instant  $t$  pour trois coquilles situées à différentes distances  $r$  autour de la particule  $D_p = 34\eta$ .

fonction du temps  $\tau$  pour différentes distances  $r$  à la surface de la particule. On y voit clairement que la direction de glissement et la force sont anti-corrélées, ce qui signifie que  $\mathbf{e}_g$  mesure bien une direction du frottement de la particule. La figure 2.11(a) montre la valeur du maximum de cette anti-corrélation en fonction de  $r$ . On y voit qu'elle est maximale près de la surface de la particule où, à cause de la condition de non-glissement à la frontière, l'écoulement du fluide est donné par le mouvement solide de la particule et où, finalement, on ne capture aucun des effets induits par le fluide, mais seulement des propriétés dynamiques propres de la particule. Les minima de corrélation (maxima d'anti-corrélation) de  $C(r, \tau)$  sont atteints pour une valeur du temps  $\tau$  qui dépend de la distance  $r$  à la surface de la particule. Comme on le voit sur la Fig. 2.11(b), le temps de retard optimal est négatif pour des distances proches de la particule. Cela signifie que dans ce cas la force est en avance sur la direction de glissement  $\mathbf{e}_g$ . En conséquence, c'est la dynamique de la particule qui impose sa direction au glissement. Lorsque

## 2.2 Mouvement relatif au fluide de grosses particules

la distance augmente, l'anti-corrélation diminue et devient très faible quand  $r \gg D_p$ . Aux distances suffisamment larges, le minimum de l'anti-corrélation est atteint pour une valeur positive de  $\tau$ . Cela a pour conséquence que la direction du mouvement relatif entre le fluide et la particule est en avance sur celle de la  $\mathbf{F}_p$ . C'est donc le glissement qui détermine la force. Il existe une valeur spécifique de la distance  $r$  pour laquelle le temps de retard optimal maximisant l'anti-corrélation est nul. À cette distance, la direction de la force est synchronisée avec celle du mouvement relatif. Pour les trois tailles de particule considérées, cette distance critique est de l'ordre de  $D_p/2$ . Ceci a notamment pour conséquence que l'interaction entre le fluide et la particule se produit principalement sur des distances de l'ordre de  $D_p$ .

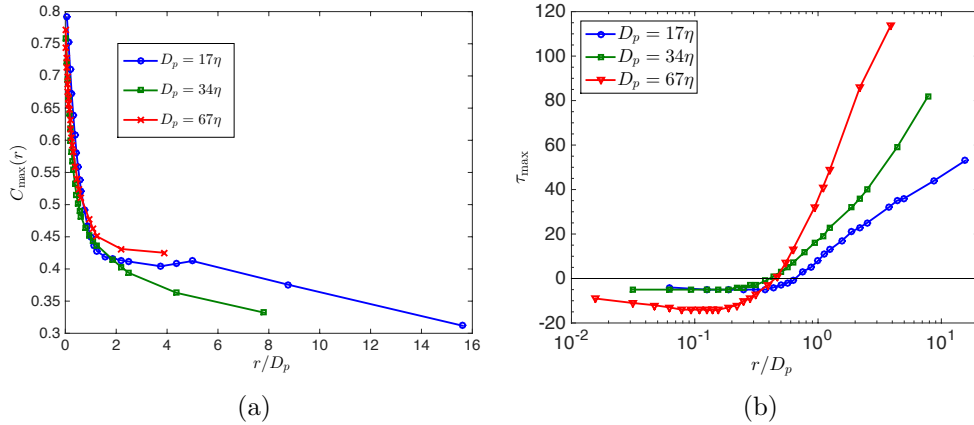


FIGURE 2.11 – (a) Valeur maximale de l'anti-corrélation entre la force et la direction de glissement, en fonction de la distance à la surface de la particule  $r$ , pour les trois diamètres de particule considérés. (b) Décalage temporel  $\tau_{\max}$  pour lequel cette anti-corrélation est maximale en fonction de la distance  $r$ .

Nous avons ainsi vu dans cette section qu'il est possible de construire une direction instantanée de glissement de la particule à partir des données de la vitesse du fluide sur différentes coquilles concentriques autour de la particule. Cette définition permet de construire le profil moyen de la vitesse du fluide autour de la particule et de définir une vitesse typique de glissement de celle-ci, et donc un nombre de Reynolds. Aussi, nous avons vu que cette direction de glissement est anti-corrélée à la direction de la force. Dans le reste de ce chapitre, nous nous intéressons maintenant aux modifications induites par la particule sur l'écoulement turbulent dans son voisinage.

## 2.3 Effets de la particule sur la turbulence

Nous nous intéressons maintenant aux modifications des propriétés turbulentes de l'écoulement causées par une grosse particule libre.

### 2.3.1 Énergie cinétique et taux de dissipation

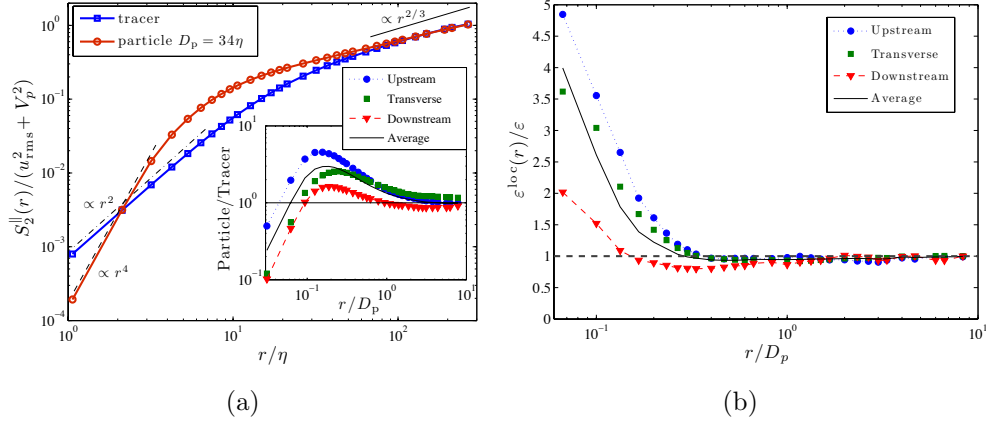


FIGURE 2.12 – (a) Fonction de structure longitudinale d'ordre 2 ancrée pour un traceur et pour la particule de diamètre  $D_p = 34\eta$ . La courbe est normalisée par sa valeur aux échelles inertielles  $r \rightarrow L$ , c'est-à-dire  $u_{\text{rms}}^2 + V_p^2$  où  $V_p = u_{\text{rms}}$  pour le traceur et  $V_p^2 = \langle |\mathbf{V}_p|^2 \rangle / 3$  pour la particule ; Encart : rapport entre la fonction de structure du traceur et de la particule conditionnée comme marqué, sur différents angles avec la direction de glissement  $\mathbf{e}_g(r, t)$ . (b) taux local de dissipation de l'énergie dans différentes régions autour de la particule  $D_p = 34\eta$  en fonction de la distance à sa surface.

Nous avons tout d'abord étudié les statistiques d'ordre deux du champ de vitesse. Nous avons ainsi introduit la fonction de structure longitudinale ancrée à la surface de la particule. Pour l'ordre deux, elle s'écrit

$$S_2^{\parallel}(r) = \langle [(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{V}_p(t)) \cdot \mathbf{n}]^2 \rangle \quad (2.10)$$

où  $r = \|x - X_p\| - D_p/2$  est la distance du point  $x$  à la surface de la particule et  $\mathbf{n}$  est le vecteur unitaire dans la direction de  $x - X_p$  ; les moyennes  $\langle \cdot \rangle$  sont à la fois temporelles et angulaires. La figure 2.12(a) représente  $S_2^{\parallel}(r)$  d'une part pour un traceur (en bleu) et d'autre part pour la particule de taille  $D_p = 34\eta$  (en rouge). On peut remarquer dans le cas d'un traceur un comportement en  $\propto r^2$  aux échelles dissipatives suivi d'une croissance en

### 2.3 Effets de la particule sur la turbulence

---

$\sim r^{2/3}$  aux grandes échelles. Dans le cas de la particule, l'incompressibilité de l'écoulement combiné avec la condition de non-glissement à sa surface implique que le gradient de vitesse  $\partial_r u_r$  doit être nul en  $r = 0$ . Lorsqu'on effectue un développement de Taylor de la vitesse à la surface de la particule, on voit que cela implique que  $S_2^{\parallel}$  croît d'abord comme  $r^4$ . Aux plus grandes distances, quand  $r \gtrsim D_p$ , on se rapproche alors d'un comportement proche de celui associé aux échelles inertielles pour le cas des traceurs. On s'approche de ce comportement  $\propto r^{2/3}$  par le haut. L'encart de la Fig. 2.12(a) montre le rapport entre la fonction de structure  $S_2^{\parallel}$  obtenue autour d'une particule et celle autour d'un traceur. Ce rapport contient plus d'informations. Cette fois-ci, la moyenne angulaire apparaissant dans la définition dans l'équation (2.10) de  $S_2^{\parallel}$  a été décomposée en trois contributions selon l'alignement avec la direction instantanée de glissement  $\mathbf{e}_g(r, t)$  que nous avons définie en terme de flux dans la section précédente. Ces trois contributions sont : amont (la séparation à la surface de la particule est dans un cône de  $90^\circ$  aligné avec  $\mathbf{e}_g$ ), l'aval (dans un cône de  $90^\circ$  aligné avec  $-\mathbf{e}_g$ ) et la transverse (le reste). On peut clairement remarquer que les fluctuations de la vitesse augmentent quand on s'approche de la particule. Quand on s'éloigne de sa surface, les fluctuations approchent le cas limite d'un traceur par le haut (amont) ou par le bas (aval). Ce qui peut être interprété par le fait que la particule atténue les fluctuations turbulentes dans son sillage. Ceci est nettement confirmé par le profil moyen du taux de dissipation d'énergie cinétique  $\varepsilon$  que nous avons évalué en fonction de la distance à la surface de la particule et, de nouveau, conditionné sur les secteurs amont, transverse et aval. Comme le montre la Fig. 2.12(b), quand on s'approche de la particule, le taux de dissipation augmente fortement dans toutes les directions, cependant sa valeur en aval est environ 10% plus petite que celle en amont jusqu'à des distances de l'ordre du diamètre de la particule. Ces constatations confirment celles déjà faites par [BE05] et [NP10] dans le cas de particules fixes dans des écoulements turbulents. Ces observations montrent encore une fois que la particule atténue la turbulence dans son sillage. On peut interpréter cela par le fait que toutes les structures turbulentes de l'ordre de la taille de la particule ne sont plus présentes en aval. La particule fait écran sur la turbulence dans son sillage. En plus, vu les faibles nombres de Reynolds que nous avons estimés, le sillage de la particule n'est pas suffisamment turbulent pour réinjecter de façon significative de l'énergie cinétique turbulente. Cet effet d'écrantage semble faiblement dépendre du diamètre de la particule dans la limite de la gamme de tailles que nous avons étudiées ici.

### 2.3.2 Particule et écoulement de paroi

Nous nous sommes intéressés dans la sous-section précédente aux différences de vitesse longitudinales entre le fluide et la particule. Pour étudier et caractériser les différences de vitesse transverses (parallèles à la surface de la particule), il est utile de faire une analogie avec les écoulements au voisinage d'une paroi. En général, quand on représente le profil de vitesse moyen pour les écoulements de paroi, on peut observer trois régions différentes [TL72]. D'abord la région la plus proche de la paroi est la sous-couche visqueuse où les effets de la viscosité sont dominants et l'écoulement y est presque laminaire. Plus loin de la paroi, les effets d'inertie deviennent plus importants et les effets visqueux sont négligeables. Les statistiques de la vitesse sont dominées par la turbulence de la couche limite de la paroi. Cette région est généralement connue sous le nom de couche logarithmique. Entre ces deux régimes, on trouve la zone intermédiaire où les deux effets (viscosité et turbulence) jouent des rôles comparables. Finalement, encore plus loin de la paroi, les effets de celle-ci deviennent négligeables.

Le fluide ayant une condition de non-glissement à la surface de la particule, et vu que celle-ci a généralement un glissement à grande échelle avec le fluide, il semble opportun d'effectuer le même type d'analyse pour décrire la couche limite turbulente qui l'entoure et ainsi caractériser son effet sur les fluctuations de vitesse de la phase porteuse. Pour cela, nous avons utilisé des outils d'analyse dimensionnelle semblables à ceux permettant de décrire les écoulements de paroi. Cependant, notre approche présente quelques différences importantes. D'abord, pour les particules, l'écoulement moyen loin de la surface de la particule (ou "bulk flow") n'est pas une donnée d'entrée du problème, comme c'est par exemple le cas pour les écoulements en canal ou dans un tuyau où la vitesse moyenne est donnée. Notre raisonnement repose plutôt sur ce qui se passe dans le voisinage immédiat de la particule. Ensuite, la deuxième différence est liée à l'isotropie de la dynamique de la particule qui fait que la moyenne du champ de vitesse du fluide est nulle. Ainsi, il n'y a pas de notion de profil moyen de vitesse, ce qui nécessiterait de prendre en compte la direction de glissement, comme nous l'avons vu dans la section précédente. Pour cette raison, nous avons utilisé la racine carrée du moment d'ordre deux des différences de vitesse dans la direction tangentielle entre le fluide et la surface de la particule

$$U(r) = \left\langle \frac{1}{2} \left\| \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - (\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} - \mathbf{V}_p - \frac{D_p}{2} \boldsymbol{\omega}_p \times \mathbf{n} \right\|^2 \right\rangle^{1/2}, \quad (2.11)$$

où  $r$  et  $\mathbf{n}$  ont déjà été définis dans 2.10,  $\boldsymbol{\omega}_p$  est la vitesse angulaire de la particule (voir Fig 2.1 gauche).  $U^2(r)$  n'est rien d'autre que la fonction de



### 2.3 Effets de la particule sur la turbulence

---

structure transverse d'ordre deux ancrée à la surface de la particule. Comme dans le cas des écoulements de paroi (voir [Pop00]), nous avons mesuré avec nos données numériques, les contraintes de cisaillement à la paroi pour une particule :

$$\tau_w = \nu \left. \frac{dU}{dr} \right|_{r=0}. \quad (2.12)$$

Cette quantité avec la viscosité cinématique  $\nu$ , nous ont permis de définir autour de la particule toutes les quantités pertinentes de la sous-couche visqueuse, à savoir la *vitesse de friction*  $u_\tau = \sqrt{\tau_w}$  et l'*échelle de longueur visqueuse*  $\delta_\nu = \nu/u_\tau$ . Une fois ces grandeurs visqueuses définies, on peut réécrire  $U$  et  $r$  en "unités de paroi" en introduisant  $U^+ = U/u_\tau$  et  $r^+ = r/\delta_\nu$ . Ainsi, la vitesse du fluide à une distance  $r$  de la surface d'une particule est entièrement définie par :  $u_\tau$ ,  $\delta_\nu$ ,  $D_p$ ,  $L$ , et  $Re_\lambda$ . En utilisant l'analyse dimensionnelle, nous pouvons écrire le gradient de vitesse moyenne comme

$$\frac{dU}{dr} = \frac{u_\tau}{r} \Psi(r/\delta_\nu, r/D_p, r/L, Re_\lambda), \quad (2.13)$$

où nous avons adimensionné les échelles de longueur par  $r$  et les vitesses par  $u_\tau$ . Dans la suite, nous avons utilisé la séparation d'échelle  $\delta_\nu \ll D_p \ll L$ , pour mettre en évidence trois différentes sous-couches.

- Pour  $r \ll \delta_\nu$ , les effets visqueux sont dominants. Cela correspond à la sous-couche visqueuse où la dérivée de  $U$  par rapport à  $r$  atteint une valeur finie en  $r = 0$ . On a par construction  $U^+ \simeq r^+$ .
- Pour  $\delta_\nu \ll r \ll D_p$ , on est dans la sous-couche externe. Vu que  $r/\delta_\nu \rightarrow \infty$  et  $r/D_p \rightarrow 0$ , on peut écrire  $dU/dr \simeq (u_\tau/r) \Psi_*(Re_\lambda)$  avec  $\Psi_*(Re_\lambda) = \Psi(\infty, 0, 0, Re_\lambda)$ . Comme dans le cas des écoulements de paroi, cela conduit par intégration à la *loi logarithmique*

$$U^+ = C + \Psi_*(Re_\lambda) \ln r^+, \quad (2.14)$$

où en principe  $C$  et  $\Psi_*$  sont des constantes universelles qui ne dépendent que du nombre de Reynolds de l'écoulement externe.

- Pour  $D_p \ll r \ll L$ , on se trouve à des distances lointaines de la particule où celle-ci n'a plus d'influence sur le fluide. Les statistiques de la turbulence y sont en principe rétablies. Dans la limite des grands nombres de Reynolds  $Re_\lambda \rightarrow \infty$  et pour  $D_p \ll L$ , on peut se placer dans la gamme inertielle intermédiaire telle que  $r/L \rightarrow 0$ . À de telles distances de la surface de la particule, on s'attend à ce que le comportement de  $U$  soit donné par la fonction de structure d'ordre deux de la vitesse du fluide. D'après Kolmogorov 1941, on s'attend à  $U^2 \simeq (4/3) C_2 (\varepsilon r)^{2/3}$ , où  $C_2$  est la constante universelle de Kolmogorov associée à la fonction de structure longitudinale d'ordre

deux (voir Section 1.2.3). Cela implique que quand  $r/D_p \rightarrow \infty$ , la fonction adimensionnée  $\Psi$  doit diverger (avec une loi de puissance d'exposant  $\alpha$  et une constante  $\Psi_\infty$  qui dépend du nombre de Reynolds de la turbulence extérieure), de sorte que  $dU/dr \simeq \Psi_\infty(Re_\lambda) (u_\tau/r) (r/D_p)^\alpha$ . Ainsi, quand  $r \gg D_p$ , les propriétés d'invariance d'échelle Kolmogorov 1941 impliquent  $\alpha = 1/3$  et on a  $u_\tau \propto (\varepsilon D_p)^{1/3}$ .

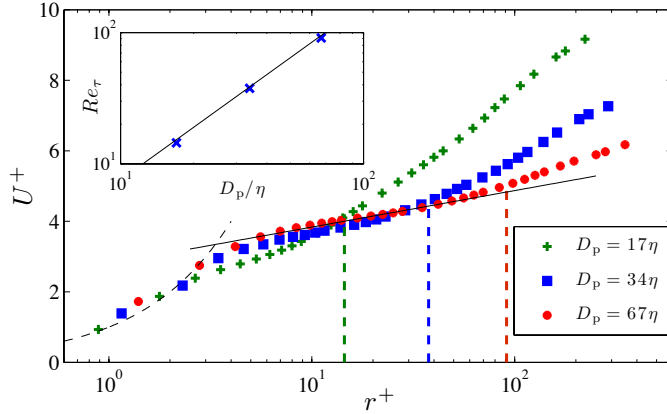


FIGURE 2.13 – Moyenne des amplitudes de la vitesse transverse  $U$  pour les trois particules en fonction de la distance à la surface de la particule  $r^+$  en unités de paroi ; la courbe noire en pointillés à gauche fait référence à la sous-couche visqueuse  $U^+ = r^+$  ; la ligne noire à droite est une approximation de la loi logarithmique de la forme  $U^+ = 2.8 + 0.45 \ln r^+$  ; les trois traits verticaux en tirets représentent les valeurs de  $D_p$  en unités de paroi, pour chacune des trois tailles de particule étudiées. Encart : nombre de Reynolds de friction  $Re_\tau$  en fonction du diamètre des particules (croix) ; la ligne continue correspond à  $Re_\tau = 0.35 (D_p/\eta)^{4/3}$ .

On peut observer ces trois sous-couches sur la Fig. 2.13, où nous avons représenté l'amplitude  $U$  de la différence de vitesse tangentielle en fonction de la distance à la surface de la particule (en unités visqueuses). D'une part, on voit clairement quelques distances dans la zone visqueuse (qui apparaît ici comme une exponentielle en tirets, du fait de notre choix de coordonnées). D'autre part, une zone logarithmique est clairement observable (droite sur la figure) et sa taille augmente en fonction du diamètre  $D_p$  des particules. Elle atteint près d'une décade en échelles de longueur dans le cas  $D_p = 67\eta$ .

La transition entre ces différents régimes dépend de la forme de  $\Psi$  et de  $Re_\lambda$ . En particulier, nous avons observé que l'épaisseur de la couche est proportionnelle à  $D_p$  mais nous ne sommes pas en mesure de déterminer la constante. Cependant, les données numériques indiquent qu'elle est de

l'ordre de l'unité, ce qui confirme de nouveau que la zone d'influence de la particule sur l'écoulement a une taille de l'ordre du diamètre de celle-ci. La relation  $u_\tau \propto (\varepsilon D_p)^{1/3}$  qui a été obtenue en faisant correspondre les grandes distances aux statistiques de la turbulence implique que l'on peut réécrire toutes les grandeurs visqueuses à la surface de la particule en fonction du diamètre de celle-ci. L'épaisseur de la couche limite (longueur visqueuse) se comporte ainsi comme  $\delta_\nu/\eta \propto (D_p/\eta)^{-1/3}$ . Aussi, on peut définir, comme pour les écoulements de paroi, un nombre de Reynolds de friction comme  $Re_\tau = u_\tau D_p/\nu$  qui d'après nos prédictions se comporterait comme  $Re_\tau \propto (D_p/\eta)^{4/3}$ . L'encart de la Fig. 2.13 montre le comportement de ce nombre de Reynolds en fonction de  $D_P$  et les données numériques semblent confirmer cette prédiction. On obtient effectivement un comportement proche de  $Re_\tau = 0.35 (D_p/\eta)^{4/3}$ . Toutefois, notons que les valeurs de ce nombre de Reynolds diffèrent d'un facteur environ deux comparées à celles obtenues avec la vitesse de glissement (voir §2.2.2); il s'agit certainement d'une différence dans la constante qui régit leurs évolutions en fonction de  $D_p/\eta$ . Pour conclure cette étude, signalons que les arguments dimensionnels simples que nous avons introduits ici et qui semblent être confirmés par nos données numériques montrent que le paramètre important pour décrire le fluide autour d'une particule est le rapport sans dimension  $D_p/\eta$ .

## 2.4 Discussions

Dans ce chapitre, nous avons étudié à travers des simulations numériques directes, l'interaction entre une grosse particule de flottabilité nulle et l'écoulement turbulent qui la transporte. À l'aide des coquilles centrées et situées à différentes distances de la surface de la particule, nous avons proposé une définition possible de la direction de glissement de la particule par rapport au fluide en nous basant sur le flux de masse de fluide. Cette définition nous a permis de construire le profil de vitesse moyen autour de la particule, de définir une vitesse de glissement typique, et ainsi de construire un nombre de Reynolds particulaire. Nous nous sommes ensuite intéressés à l'influence de la particule sur les propriétés de la turbulence environnante. Nous avons observé dans les simulations que le taux de dissipation de l'énergie cinétique est atténué dans le sillage de la particule, ainsi la particule est responsable d'une sorte d'effet d'écrantage sur l'écoulement. Enfin, pour caractériser les fluctuations de la vitesse dans la direction transverse à la surface de la particule, nous avons utilisé des arguments dimensionnels similaires à ceux appliqués aux écoulements de paroi. Nous avons montré, d'une part, la présence de différentes sous-couches et, en particulier, d'une couche logarithmique et,

d'autre part, nous avons lié les propriétés de la sous-couche visqueuse à la taille de la particule et l'écoulement turbulent.

Nos résultats trouvent leurs applications directes dans la modélisation de la dynamique de grosses particules suspendues dans un écoulement turbulent. Dans la plupart des cas rencontrés en ingénierie et dans les sciences de l'atmosphère, l'écoulement est sous-résolu. On peut citer comme exemple les simulations des grandes échelles dans lesquels il pourrait s'agir de modéliser la dynamique de particules dont le diamètre est dans la gamme d'échelle inertielle, mais en dessous de l'échelle de coupure. Les méthodes classiques consistent à approcher cette dynamique en utilisant un modèle de particules ponctuelles pour lesquelles on utilise une trainée standard (Drag model), incluant éventuellement des corrections empiriques pour prendre en compte un nombre de Reynolds fini des particules. L'approche que nous avons développée ici ouvre de nouvelles possibilités pour aborder ces questions en termes de direction de glissement, de moyennes sur des coquilles et de couche logarithmique. Cela va au-delà de la portée de ce travail, car de telles extensions nécessiteraient un investissement important en termes de moyens de calcul pour étudier par exemple de façon plus systématique la corrélation entre la force et l'écoulement environnant.

Finalement, il est important de souligner que nous nous sommes intéressés au cas d'une grosse particule isolée dans un écoulement turbulent. Nos résultats ne s'étendent pas directement aux interactions entre plusieurs d'entre elles. Cependant, dans le cas des situations où ces particules sont très diluées, nous nous attendons à ce que la modulation de la turbulence par la phase dispersée soit en partie décrite par nos résultats. Comme nous l'avons déjà vu dans la Section 2.3, la variation du taux de dissipation de l'énergie va dans les deux sens. Non seulement on observe une forte augmentation de celui-ci dans la couche limite visqueuse de la particule, mais aussi ce taux est réduit dans le sillage. Cet effet non uniforme, auquel d'éventuels effets collectifs pourraient s'ajouter, peut avoir des conséquences non triviales et difficiles à prédire a priori sur les modulations de la turbulence par la présence des particules. Pour répondre en partie à ce type d'interrogations, j'ai consacré une partie de mes travaux de thèse à ce dernier type de problème. Comme nous le verrons dans les chapitres suivants, j'ai été pour cela amené à effectuer des expériences dans un écoulement de type von Kármán dans lequel j'ai varié la fraction volumique de particules de taille finie et de flottabilité nulle et mesuré les caractéristiques turbulentes de l'écoulement porteur pour mieux comprendre l'effet de telles particules.

## *2.4 Discussions*

---

# Chapitre 3

## Dispositif expérimental pour l'étude des effets collectifs d'une phase dispersée sur un écoulement turbulent

### 3.1 Contexte

Depuis les travaux de Kolmogorov 1941, il est bien connu que l'un des paramètres les plus importants d'un écoulement turbulent est le taux de transfert de l'énergie des grandes échelles vers les petites. De nombreuses questions restent toutefois ouvertes sur l'influence d'une phase dispersée sur cette quantité. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, il est important pour de nombreux écoulements industriels de comprendre les transferts d'énergie et la modification de la dissipation en présence de particules de taille finie en suspension.

Comme nous l'avons déjà mentionné, les effets de taille finie sont en général pris en compte en termes de corrections de Faxén à l'équation de Stokes gouvernant la dynamique de particules ponctuelles [Gat83, MR83]. Cependant, il a été observé (voir par exemple [HB10]) que ces approximations ne sont valables que lorsque la taille des particules ne dépasse pas  $\approx 4\eta$  où  $\eta$  est l'échelle dissipative de Kolmogorov. Pour les tailles supérieures, le fait que le nombre de Reynolds particulaire soit fini devient important, et donc une modélisation explicite de la dynamique de telles particules, demanderait une résolution complète de l'équation de Navier-Stokes non linéaire avec les bonnes conditions de bord à la surface de la particule. Pour aborder ce problème, une première étape est de caractériser les statistiques

de différentes quantités dynamiques telles que la vitesse, l'accélération, la vitesse angulaire, pour les grosses particules de flottabilité nulle dans un écoulement turbulent [QBB<sup>+</sup>07, ZGB<sup>+</sup>11]. L'une des principales conclusions est qu'en moyenne, les propriétés dynamiques de la particule peuvent être prédites sur des échelles de l'ordre de son diamètre à partir des outils usuels de l'analyse dimensionnelle en turbulence développée. Plus récemment et comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, beaucoup d'efforts ont été consacrés à la caractérisation de l'écoulement dans le voisinage d'une particule isolée [GE12, CHB13]. En particulier, il a été trouvé qu'elle est entourée d'une couche limite turbulente dont l'épaisseur moyenne est de l'ordre de la taille de la particule. Au-delà de cette distance, l'influence de la particule sur le fluide porteur est négligeable. Aussi, une forte augmentation de la dissipation de l'énergie cinétique a été observée dans la couche limite visqueuse de la particule (proche de sa surface) et une légère diminution dans son sillage [TE10, CHB13].

Toutes ces observations pour les particules sphériques de flottabilité nulle ont été obtenues dans les cas limites où elles sont fortement diluées. Dans ce cas, les perturbations individuelles sur le fluide porteur n'interfèrent pas et ne s'additionnent pas. Pour les concentrations élevées, les grosses particules peuvent interagir entre elles à travers des collisions ou par perturbations de la phase porteuse. Ce type de couplage est connu sous le nom "four-way coupling", et entre en jeu quand la distance moyenne entre particules est de l'ordre de l'épaisseur de leur couche limite turbulente (à savoir de l'ordre du diamètre  $D_P$  entre les particules). En principe, si les particules sont uniformément distribuées dans l'écoulement avec une fraction volumique  $\Phi_v \ll 1$ , les effets de l'interaction entre deux particules doivent être  $\propto \Phi_v^2$ , et donc négligeables comparés aux contributions de particules isolées qui sont elles proportionnelles à  $\Phi_v$ . Cependant, plusieurs travaux indiquent qu'une telle image naïve ne peut pas être réaliste. D'abord, les particules de flottabilité nulle semblent se distribuer de façon inhomogène dans l'écoulement. Elles forment des agrégats près des parois [KCBDU13, CL06], ou bien leur dynamique se corrèle avec les grandes échelles de l'écoulement porteur [MZF<sup>+</sup>14]. Il est donc probable que les densités locales de particules fluctuent beaucoup. Ensuite, les grosses particules qui sont très proches l'une de l'autre peuvent rester ensemble pendant un certain temps. Une tel effet, est par exemple suggéré dans les simulations numériques de [TDPV04] et peut être lié aux mécanismes de forte dissipation qui ont lieu dans le fluide lorsque les particules se rapprochent avec des vitesses différentes. Il pourrait conduire à la formation d'amas de particules, comme ceux déjà observés dans le cas de petites particules lourdes subissant des collisions élastiques [BMR13]. Ces comportements collectifs, s'ils existent, pourraient être cruciaux dans la compréhension

de la modulation de la turbulence par des particules de taille finie.

Nous présentons dans le chapitre suivant les résultats expérimentaux sur l'influence des particules de taille finie de flottabilité nulle sur un écoulement turbulent de von Kármán. Pour cela, j'ai pu exploiter l'expérience mise en place par M. Gibert à l'Institut Max Planck pour la Dynamique et l'Auto-Organisation de Goettingen en Allemagne. Dans le reste de ce chapitre, nous commençons par décrire ce dispositif expérimental et les techniques de mesure que nous avons utilisées.

## 3.2 Écoulement de von Kármán

Pour étudier les effets collectifs des grosses particules, nous avons utilisé un écoulement de von Kármán classique ; un tel écoulement est parfois appelé “machine à laver française”. Dans ce dispositif, la turbulence est générée dans un réservoir d'eau approximativement cylindrique par deux hélices submergées qui tournent en sens inverse (contrarotatif) autour de l'axe horizontal. Ce même dispositif a été largement testé et utilisé dans plusieurs études antérieures [GXB10, GXB12, KGBB13]. Il est important aussi de noter que l'écoulement de von Kármán fut parmi les premiers à être utilisé pour étudier expérimentalement les propriétés lagrangiennes fines de la turbulence [MMMP01, VLPA<sup>+</sup>02]. L'enceinte où la turbulence est générée a une forme cylindrique octogonale, sa longueur (le long de l'axe horizontal de rotation des hélices) est de  $40\text{cm}$  et son rayon de base est de  $38\text{cm}$  dans la direction verticale. Cette chambre turbulente est isolée de l'extérieur à l'aide d'un couvercle amovible, de sorte qu'on peut aisément accéder au fluide pour y ajouter par exemple des impuretés. Les hélices sont des disques de diamètre  $28\text{cm}$  et d'épaisseur  $2\text{cm}$  qui ont huit pales courbées sur leur surface. Elles sont mises en rotation par deux moteurs submersibles alimentés avec de l'air comprimé produit par une source extérieure. Comparés à leur contrepartie électrique, de tels moteurs ont l'avantage d'être très rentables, car ils dissipent très peu d'énergie par échauffement. La température de l'écoulement reste ainsi quasiment constante. Ceci permet notamment d'éviter d'encombrer le dispositif avec un système de refroidissement et de réduire les problèmes électriques et d'étanchéité. Ces moteurs à air disposent aussi d'une évasure munie d'un tube flexible près de l'axe du moteur pour évacuer vers l'extérieur le surplus d'air.

Une vanne permet de régler le flux d'air comprimé dans les moteurs pour ajuster la fréquence de rotation des hélices à la valeur désirée et ainsi fixer un nombre de Reynolds de l'écoulement. Pour mesurer la fréquence de rotation des hélices, une technique non invasive a été utilisée. Ce système est composé



### 3.2 Écoulement de von Kármán

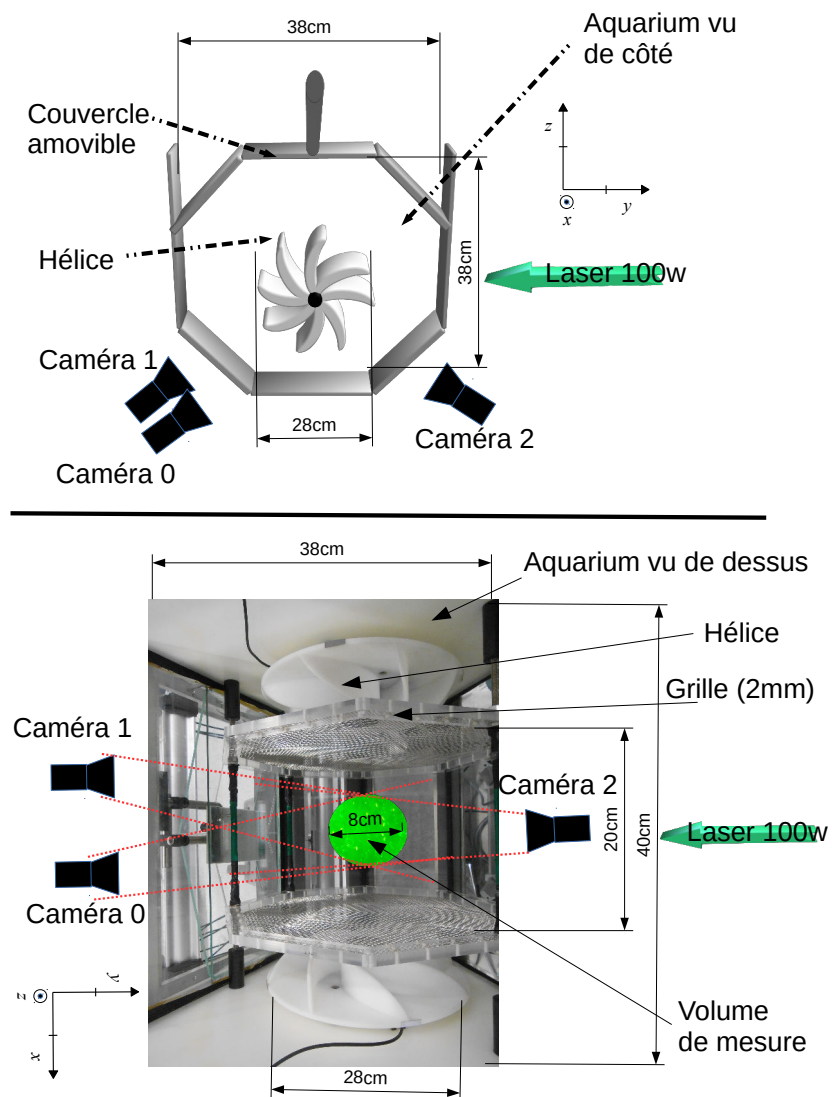


FIGURE 3.1 – Vue de côté (haut) et vue de dessus (bas) du réservoir où la turbulence est générée par la contre-rotation de deux hélices. La direction de propagation (axe  $y$ ) du laser est normale à l'axe de rotation (axe  $x$ ) des hélices et à la direction verticale (axe  $z$ ).

de 8 aimants placés derrière chaque hélice. Ces aimants forcent le lecteur de relais monté sur un poteau du dispositif à fermer le circuit intégrant les relais. Le courant ainsi généré est envoyé au programme LabView qui le traite et détermine la fréquence de rotation des hélices. Notre objectif est d'utiliser une fréquence de rotation constante de  $f \approx 0.8 Hz$  pour toutes nos mesures. La fréquence d'acquisition de la machine Windows que nous

avons utilisée est d'environ  $1kHz$  donc largement suffisante pour capturer la rotation des hélices. Une telle fréquence correspond à un nombre de Reynolds de rotation des hélices de l'ordre de  $Re_f = f D^2/\nu \approx 62\,000$  (où  $D$  est le diamètre des hélices). Une telle valeur élevée permet en principe d'atteindre un régime de turbulence développée. Cependant, il est généralement plus opportun d'utiliser le nombre de Reynolds  $R_\lambda$  associé à la micro-échelle de Taylor pour obtenir une idée du degré de turbulence d'un écoulement ; comme nous le verrons par la suite, l'effet des particules sur l'écoulement est de diminuer  $R_\lambda$  même si  $Re_f$  est maintenu constant.

Nous utilisons ensuite ce dispositif de génération d'un écoulement turbulent pour étudier notamment l'effet de grosses particules sur les statistiques lagrangiennes. Pour cela on immerge dans l'enceinte par le haut des petites particules (traceurs pour les mesures lagrangiennes) et de grosses particules qui modifient l'écoulement. De telles particules sont entraînées par les fortes structures turbulentes de l'écoulement. La géométrie du réservoir est telle que la vitesse de l'écoulement moyen est faible au centre. Cela facilite la distribution des particules de façon homogène dans tout le volume [VLPA<sup>+</sup>02]. Nous avons choisi d'effectuer nos mesures dans un volume de  $8cm^3$  au centre du dispositif ; la configuration de la vitesse moyenne de l'écoulement à cet endroit permet de suivre les particules sur des temps suffisamment longs avant qu'elles ne quittent le volume de mesure. Pour empêcher les grosses particules d'aller se cogner contre les hélices, ce qui les détruirait probablement, nous avons isolé le centre de l'écoulement des bords par deux grilles octogonales. La taille de leur maille est d'environ  $2mm$  et les grilles ont été placées à une distance de  $10cm$  chacune des deux hélices. Les grosses particules sont ainsi libres de se mouvoir dans l'écoulement sur une distance de  $20cm$  le long de l'axe horizontal.

### 3.3 Particules de flottabilité nulle

Pour effectuer des mesures de vitesse du fluide, nous utilisons une méthode de suivi lagrangien des trajectoires de traceurs (détails dans les deux sections suivantes). Pour cela, il est nécessaire d'ensemencer l'écoulement turbulent créé à partir du dispositif ci-dessus avec des traceurs. Nous utilisons pour cela des petites particules fluorescentes dont le diamètre est de  $100\mu m$  et la densité de masse  $\rho_{tr} = 1,05g/cm^3$ . La taille des traceurs est de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov de l'écoulement ; la différence relative de densité par rapport à l'eau est d'environ 4% et peut être négligeable. De telles particules suivent bien la dynamique de traceurs. Pour filmer le mouvement de ces particules avec une fréquence suffisamment élevée, il est indispensable de les éclairer

### 3.3 Particules de flottabilité nulle

---

avec une source de lumière convenable. Dans notre cas, nous éclairons le volume de mesure avec un laser suffisamment puissant ( $100W$ ). Les traceurs qui traversent la section transversale de la lumière du laser de longueur d'onde  $512nm$  sont excités par fluorescence et émettent de la lumière à  $632nm$  vers les capteurs de trois caméras rapides. Cette technique permet d'enregistrer leur position instantanée et ainsi d'avoir accès aux propriétés de l'écoulement porteur. Ces particules micrométriques ont déjà été utilisées dans plusieurs études antérieures [VLPA<sup>+</sup>02, KGBB13]. Les traceurs sont injectés dans le réservoir en utilisant une seringue.

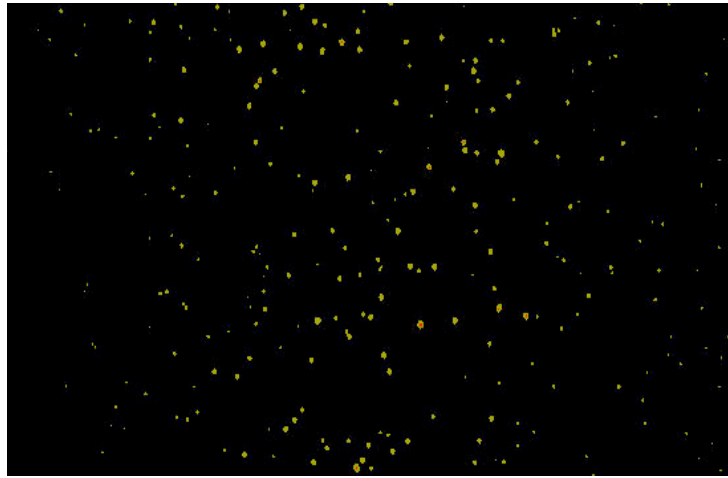


FIGURE 3.2 – Instantané des traceurs (jaunes) de diamètre  $100\mu m$  pris avec le logiciel QTalkCam suivant le plan  $(x,z)$ . On peut clairement remarquer qu'ils sont distribués de façon homogène dans tout l'aquarium.

Le but des mesures que j'ai effectuées est d'étudier comment les particules dont le diamètre est beaucoup plus grand que l'échelle dissipative de Kolmogorov agissent sur les propriétés de cette dernière. Il s'agit de comprendre notamment si plusieurs grosses particules ajoutées simultanément dans un écoulement turbulent vont augmenter ou bien diminuer l'intensité de la turbulence. Pour les grosses particules, nous avons donc utilisé des particules sphériques fabriquées avec un polymère super-absorbant (polyacrylate de sodium). De tels polymères ont une formule chimique qui s'écrit  $(C_3H_3NaO_2)_n$  et peuvent absorber et conserver de très grandes quantités d'eau liquide en comparaison avec leur propre masse. Dans notre cas, une particule peut absorber jusqu'à cent ou mille fois sa masse en liquide. Nos particules ont une taille théorique de  $1mm$  quand elles sont sèches, leur taille peut en fait fluctuer jusqu'à  $2mm$ . Une fois qu'on les submerge dans l'eau, elles grossissent jusqu'à atteindre un diamètre d'environ  $10mm$ , ce qui multiplie par mille

leur volume. Avec, un tel accroissement de volume, les grosses particules sont comparables à un gel. Leur surface est légèrement déformable et résistante jusqu'à un certain seuil de force externe. Toutefois, pour éviter qu'elles aillent s'écraser sur les hélices et les confiner le plus longtemps possible dans le volume de mesure, une grille a été placée devant chaque hélice, comme déjà mentionné dans la section précédente. Le fait que ces particules soient essen-

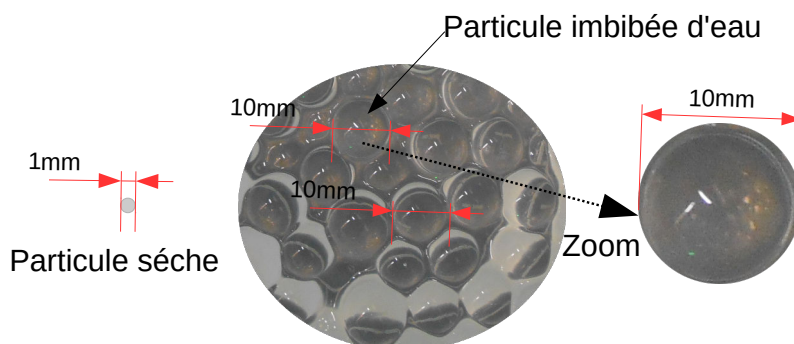


FIGURE 3.3 – Image d'une particule sphérique de polymère superabsorbant. À gauche la particule est sèche, c'est-à-dire qu'elle n'est pas en contact avec l'eau. Au centre et à droite, la particule a été submergée sous l'eau pendant plus de deux heures, son volume a ainsi augmenté de 1mm à 10mm.

tiellement composées d'eau a deux avantages. D'une part, cela implique que leur densité de masse est essentiellement égale à celle de l'eau. Elles ont ainsi une flottabilité nulle et seuls les effets de taille finie interviennent dans leur dynamique. D'autre part, elles ont le même indice de réfraction optique que l'eau. Elles sont donc en théorie indiscernables dans l'eau et ne doivent pas perturber la détection des traceurs par les caméras.

La dynamique des grosses particules dans le volume de mesure n'est pas affectée par la présence des grilles du fait de leur éloignement. Nous utilisons ici les mêmes arguments que dans [KGBB13] pour étayer ce propos. Le temps de relaxation des particules s'écrit, lorsqu'elles ont la même densité que le fluide, comme

$$\tau_p = \frac{D_p^2}{12\nu} \frac{1}{1 + 0.1315 Re_p^n} \quad (3.1)$$

où  $D_p$  est le diamètre de la particule,  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $Re_p \equiv \Delta V D_p / \nu$  est le nombre de Reynolds particulaire défini avec la différence de vitesse  $\Delta V$  entre les particules et le fluide (voir, par exemple, [CGW78]). Une bonne approximation pour l'exposant est de considérer  $n =$

### 3.3 Particules de flottabilité nulle

---

$0.82 - 0.05 \log_{10} Re_p$ . Cette expression, même si elle n'est pas forcément applicable pour déterminer la dynamique des particules de taille finie en mouvement libre dans un écoulement turbulent, permet d'estimer leur temps de relaxation. Ceci nous permet alors d'estimer la distance maximale qu'elles peuvent parcourir après avoir par exemple heurté la grille. Pour nos mesures, on a  $D_p = 0.01m$ ,  $\nu = 10^{-6}m.s^{-2}$  et la vitesse de glissement des particules peut être estimée comme étant de l'ordre des fluctuations de vitesse turbulente, à savoir  $\Delta V \approx u_{\text{rms}} = 0.07m.s^{-1}$ . Ceci donne  $\tau_p \approx 0.48s$ . En utilisant, de nouveau  $u_{\text{rms}}$  comme estimation de la vitesse typique de déplacement des particules, on trouve qu'elles parcourent pendant  $\tau_p$  une distance de l'ordre de  $3.35cm$ . Après cette distance, elles ont en principe relaxé vers l'écoulement du fluide. La séparation entre le centre du volume de mesure et chaque grille est de l'ordre de  $9cm$ , ce qui est environ trois fois plus grand que la distance de relaxation. On peut donc en conclure qu'il est raisonnable d'admettre que les grilles n'ont aucune influence sur la dynamique des grosses particules dans le volume de mesure.

L'objectif de nos mesures est de comprendre les effets des grosses particules sur le fluide porteur. Pour cela, nous avons décidé d'ajouter dans le réservoir, entre les deux grilles, six fractions volumiques  $\Phi_v$  différentes de grosses particules. Cette fraction volumique est définie comme  $\Phi_v = N_p V_p / V$ , où  $N_p$  est le nombre de particules,  $V_p$  le volume d'une particule individuelle et  $V$  le volume de fluide entre les deux grilles. Ces différentes fractions volumiques de particules devront en théorie, nous permettre d'observer les différentes interactions possibles entre particules et fluide porteur. Pour mieux comprendre l'importance de  $\Phi_v$  et les différents régimes possibles d'interaction fluide-particules, nous nous référons aux travaux d'Elghobashi [Elg94]. Il a notamment établi un diagramme du type d'effets des particules en fonction de la fraction volumique de particules et de leur nombre de Stokes (voir Fig. 3.4). Nous y voyons qu'on peut s'attendre principalement à trois types d'interactions selon  $\Phi_v$ . Quand  $\Phi_v < 10^{-6}$ , on est dans le cas fortement dilué. On peut notamment regarder le fluide sans tenir compte de la présence des particules ("one-way-coupling"). Dans le cas intermédiaire où  $10^{-6} < \Phi_v < 10^{-3}$ , on peut négliger les interactions entre particules, mais pas leurs effets sur l'écoulement porteur ("two-way coupling"). Finalement, pour  $\Phi_v > 10^{-3}$ , aussi bien les interactions entre particules que leurs effets sur le fluide sont importants ("four-way coupling"). C'est dans ce dernier cas que le couplage est le plus complexe et où nous aimerions mieux comprendre les modulations de la turbulence. Nous avons ainsi utilisé, en plus de mesures de calibrage sans particules, six fractions volumiques différentes telles que  $10^{-3} \leq \Phi_v \leq 10^{-1}$ . En partant, de la taille de nos particules et du volume accessible du dispositif expérimental, nous avons au préalable estimé

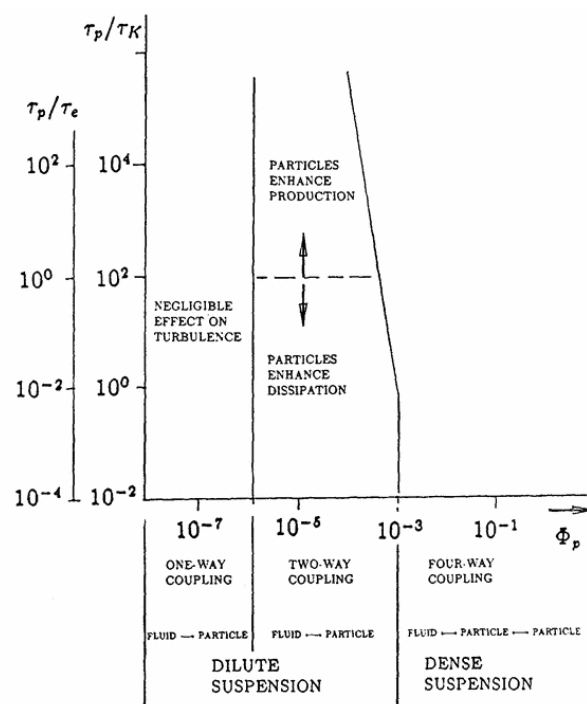


FIGURE 3.4 – Diagramme schématique du type d'interaction en fonction de la fraction volumique de particule  $\Phi_v$  (en abscisse) et de leur nombre de Stokes (en ordonnée) ; d'après Elghobashi [Elg94].

le nombre de particules qui correspond aux fractions volumiques dont nous désirions (voir Tab. 3.1).

$\Phi_v$	0	0.001	0.003	0.008	0.02	0.04	0.1
$N_p$	0	50	124	300	600	1500	4500

TABLE 3.1 – Fractions volumiques de particule considérées dans nos expériences et nombres de particules correspondants.

Quelques précisions sur la façon de compter les particules. Les trois premiers nombres de particules qui correspondent aux petites fractions volumiques ne sont pas si élevés, donc il est réaliste de les dénombrer à la main. Cependant, à partir de  $N_p = 600$ , compter les particules une par une n'est plus très pratique. Nous avons donc utilisé une microbalance pour estimer le poids moyen d'une particule. Pour cela, j'ai utilisé une série de 200 mesures. Chacune des mesures correspond aux poids de dix particules. J'ai ensuite déduit un poids moyen des particules  $4.68mg$ , avec un écart-type de  $0.28mg$ . Ceci m'a permis d'évaluer les poids correspondant aux nombres de particules

$N_p = 600, 1500$  et  $4500$ .

### 3.4 Détection des traceurs

Pour effectuer des statistiques lagrangiennes et avoir ainsi accès aux propriétés de l'écoulement turbulent, nous devons suivre les trajectoires des traceurs dans notre volume de mesure. Comme déjà mentionné, nous utilisons en tant que traceurs des petites particules de taille de l'ordre de  $100\mu m$  et de même densité que le fluide. Ces traceurs sont fluorescents et nous utilisons un laser pour les exciter. Ils émettent alors de la lumière sur une longueur d'onde différente de celle du laser. Nous utilisons ensuite trois caméras rapides de haute résolution qui sont munies d'un filtre ne laissant passer que la lumière de longueur d'onde approximativement égale à celle émise par les traceurs. Elles sont de type Phantom V10, manufacturées par la société Vision Research et elles sont dotées d'un capteur de technologie CMOS (Complementary Metal Oxide Semi-conducteur). Ces caméras enregistrent les projections des positions tridimensionnelles des traceurs. Un algorithme approprié est ensuite utilisé pour traiter les images synchronisées des trois caméras, ce qui permet de reconstruire les positions tridimensionnelles des traceurs. On utilise ensuite des clichés consécutifs pour repérer les trajectoires en fonction du temps. Cette méthode optique de suivi lagrangien est appelée Particle Tracking Velocimetry (PTV) ou Lagrangian Particle Tracking (LPT). Deux caméras suffisent en général pour reconstruire les positions tridimensionnelles des traceurs. Cependant, pour minimiser les erreurs et donc améliorer la qualité de la détection, nous avons utilisé trois caméras, comme cela est par exemple suggéré dans [Dra96]. Le schéma 3.1 représente la disposition des caméras autour du dispositif expérimental. La vitesse d'acquisition des images a été fixée à  $f_{\text{cam}} = 2900$  images/seconde avec une résolution de  $768 \times 768$  pixels. Pour voir s'il est bien adapté, comparons cette vitesse au temps de dissipation  $\tau_\eta$  de l'énergie à l'échelle de Kolmogorov de notre écoulement de von Kármán. En absence de grosses particules, ce qui correspond en fait au plus grand niveau de turbulence (voir chapitre suivant), on a  $\tau_\eta \approx 13 ms$  (pour comparaison,  $\tau_\eta = 18 ms$  avec  $\Phi_v = 4\%$ ). Cela signifie que  $\tau_\eta f_{\text{cam}} \gtrsim 38$ . On s'attend ainsi à ce que la vitesse d'acquisition des caméras soit suffisante pour résoudre les plus petites échelles dans toutes nos mesures. Une résolution du même ordre a par exemple déjà été utilisée dans [OXBB06]. Pour exploiter les caméras à de telles fréquences d'acquisition, il est indispensable d'utiliser, d'une part, des particules assez réfléchissantes et, d'autre part, une source de lumière suffisamment forte pour les exciter.

Afin de remplir ces conditions, nous avons utilisé une source de laser qui

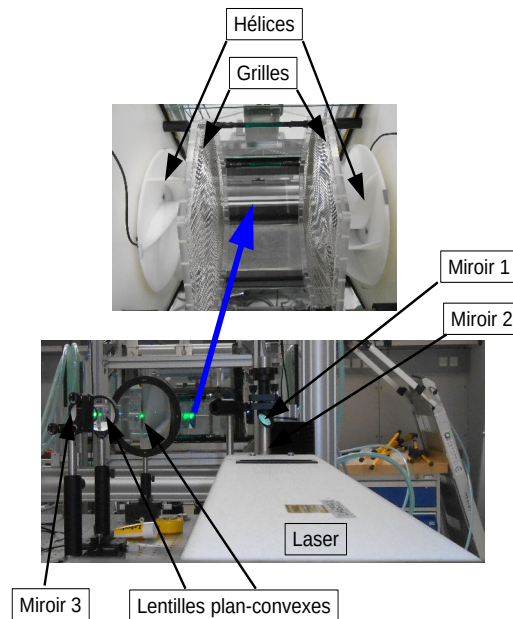


FIGURE 3.5 – Photo du dispositif expérimental, sur laquelle on peut facilement identifier le laser, les trois miroirs, les deux lentilles plan-convexes. Nous avons fait un zoom sur le réservoir, pour mieux voir les deux hélices blanches ainsi que les deux grilles.

émet une puissance de  $100\text{ W}$  à la longueur d'onde de  $532\text{ nm}$ . Ce laser utilise comme milieu amplificateur un cristal Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet (Nd-YAG) pompé optiquement par une lampe flash. Pour éclairer suffisamment les traceurs, pendant le temps d'enregistrement des caméras, le laser est piloté en mode pulsé à la fréquence de  $8.7\text{ kHz}$ . Ainsi, le laser envoie trois pulses pendant le temps d'ouverture des caméras, ce qui est suffisant pour avoir des films de qualité. Cependant, vu la vitesse rapide des caméras et la mémoire limitée de l'ordinateur, nous avons fixé la durée des films à deux secondes. Malgré cela, le temps total d'enregistrement dans les mémoires tampons des caméras et d'écriture sur les disques externes est d'une dizaine de minutes. Ainsi, il faut toujours attendre que ces opérations soient terminées avant d'acquérir de nouvelles données, ce qui réduit considérablement la quantité de films produits par jour. Le laser est placé sur un banc optique en face de l'écoulement. Nous avons utilisé trois miroirs pour aligner et orienter la lumière du laser (voir figure 3.5). En plus de ces miroirs, nous avons utilisé deux lentilles plan-convexes pour élargir le faisceau du laser. Aussi, une plaque métallique dotée d'un trou circulaire est placée perpendiculairement au faisceau de manière à le guider et éviter que



sa lumière diffusée ne perturbe l'enregistrement des caméras. Pour optimiser la quantité de lumière reçue par les traceurs et ainsi faciliter leur détection par les capteurs des caméras, un miroir réfléchissant a été placé à l'arrière du dispositif expérimental. Pour caractériser le volume de mesure, nous avons déterminé l'intersection entre les champs de vision des trois caméras et le faisceau du laser. Ce volume a une forme d'un polygone à peu près cubique d'arête  $\approx 8\text{ cm}$  (pour des raisons de simplicité, le polygone peut être remplacé par la plus grande sphère qu'il contient, voir Fig. 3.1).

Pour superviser, coordonner les caméras et sauvegarder les données, nous avons utilisé un ordinateur de contrôle fonctionnant sous Linux et plusieurs disques durs externes. Pour permettre au laser d'envoyer les trois pulses pendant le temps d'ouverture des caméras (comme déjà mentionné ci-dessus), un système de synchronisation entre le laser et les caméras a été utilisé. Ce système est constitué d'un générateur de fréquence, un diviseur de fréquence et un introducteur de retard. Le générateur de signal génère un signal carré qui est envoyé au diviseur de fréquence. La fréquence du signal est ajustée à la vitesse d'enregistrement des caméras avant qu'il ne soit envoyé à celles-ci pour déclencher leur ouverture de façon simultanée. Il est indispensable que les trois caméras soient parfaitement synchronisées, de manière à ce qu'elles commencent et finissent simultanément chaque enregistrement et qu'il y ait des correspondances temporelles entre chaque image des trois films. Par ailleurs, le signal du générateur est traité par un introducteur de retard puis envoyé au laser. Un réseau Gigabit est utilisé pour connecter l'ordinateur de contrôle avec les trois caméras. Pour superviser ce système, j'ai utilisé un logiciel qui a été développé par le groupe de Goettingen. Ce logiciel, appelé QTalkCam, permet notamment de régler la résolution, la vitesse, le temps d'acquisition et d'autres paramètres des caméras. L'enregistrement est terminé au même moment pour toutes les caméras en fermant le relais. Les films alors enregistrés dans les mémoires tampons des caméras sont transférés vers l'ordinateur de contrôle qui les sauvegarde ensuite sur les disques durs externes. Ils seront traités plus tard, sur le serveur d'équipe à Nice, avec un programme appelé PTV (Particle Tracking Velocimetry) qui permet de reconstruire les trajectoires tridimensionnelles des traceurs. Après trois semaines de production, l'ensemble des données brutes relatives à ces expériences représentait un volume de 15TB.

## 3.5 Vélométrie par suivi lagrangien (PTV)

Les films pris par chacune des trois caméras doivent être traités pour en extraire les informations dont nous avons besoin. Notre objectif est de

reconstituer avec la meilleure précision possible les positions tridimensionnelles des traceurs à chaque instant, puis leurs trajectoires en les identifiant d'une image à l'autre. Ces trajectoires permettront de déterminer la vitesse et l'accélération des traceurs pour effectuer différentes statistiques. Une telle technique de mesure est appelée Three-dimensional Particle Tracking Velocimetry (3D PTV en anglais) ou suivi lagrangien 3D de particule dans la communauté des expérimentateurs en mécanique des fluides. Elle comprend principalement trois étapes successives que nous allons décrire individuellement. Ces étapes consistent à (1) identifier les particules sur chaque image des films, (2) reconstruire leur position tridimensionnelle à partir des images prises par les trois caméras et (3) connecter entre différents instants les positions appartenant à une même trajectoire. L'étape zéro de cette méthodologie est décisive, car elle consiste à calibrer les caméras pour traduire la position sur l'image en position dans l'espace physique.

### 3.5.1 Identification bidimensionnelle des traceurs

Cette étape consiste à détecter et répertorier tous les centres des particules vues par les trois caméras successivement sur chacune des images. Il existe différentes méthodes pour déterminer les positions des centres des traceurs sur des images 2D. Ces algorithmes ont été comparés dans [OXB06]. D'après cette étude, un tel programme doit idéalement effectuer une détection de qualité (précise avec une incertitude petite) tout en gardant une vitesse d'exécution rapide. Une idée pour définir les traceurs est de les assimiler à un maximum local de l'intensité des pixels supérieurs à un seuil fixé au préalable (voir, Fig. 3.6). Selon Ouellette *et al.* [OXB06], cette méthode a

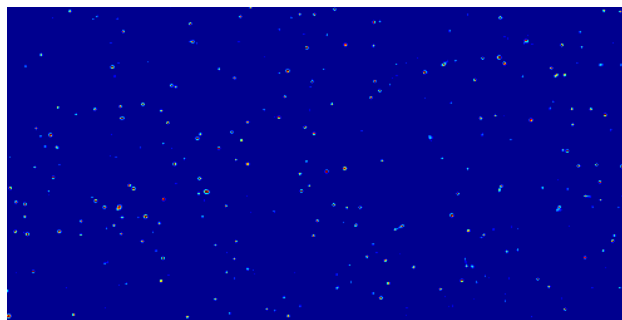


FIGURE 3.6 – Image seuillée, les points représentent les éventuels centres des traceurs vus par une caméra.

certaines avantages sur d'autres. Elle est notamment rapide et peut gérer le chevauchement de particules, contrairement par exemple aux méthodes utilisant des ensembles connexes de pixels pour définir les particules. Toutefois

une telle méthode ne peut pas être utilisée pour identifier le centre des particules ; cela serait en effet peu robuste au bruit. Pour déterminer le centre d'un traceur, nous utilisons plutôt la moyenne pondérée des positions des pixels connexes autour du maximum local et dont l'intensité est au-dessus du seuil. Toujours selon [OXB06], cet algorithme est facile à implémenter et permet en général de détecter une grande fraction (autour de 90%) des traceurs présents avec des précisions allant jusqu'au dixième de pixel.

#### 3.5.2 Reconstruction des positions tridimensionnelles

Pour chacun des traceurs dont les centres ont été identifiés sur les images 2D de chaque caméra, il faut ensuite reconstruire la position tridimensionnelle dans le repère du laboratoire. Cette étape repose sur la méthode de calibration proposée et développée par Tsai [Tsa87]. Elle a déjà été utilisée dans le même type d'expérience que la nôtre et avec le même type de caméras [OXBB06, ZGB<sup>+</sup>11, KGBB13]. Cette méthode repose sur la "transformation linéaire directe" introduite par Abdel-Aziz et Karara [AAK71]. Toutefois, ces derniers ne prenaient pas en compte la détérioration de l'image due à l'optique utilisée. Une telle distorsion peut être importante lorsqu'elle est radiale et moins lorsqu'elle est tangentielle [Tsa87]. Dans le premier cas, Tsai a proposé une technique pour la corriger.

La figure 3.7 illustre le modèle géométrique à la base de cette méthode. On note  $(x_w, y_w, z_w)$  et  $(x, y, z)$  les coordonnées 3D d'un point objet dans le système de coordonnées universel dans le référentiel du laboratoire et, respectivement, dans le système de coordonnées de la caméra dont l'origine  $O$  est le centre optique. L'axe  $z$  est le même que l'axe optique passant par  $O$ . Aussi, on note  $(X, Y)$  le système de coordonnées de l'image centré sur  $O_i$  (intersection de l'axe optique  $z$  et du plan de l'image parallèle aux axes  $x$  et  $y$ ). La distance entre le plan de l'image et le centre optique est notée  $f$ . On note finalement  $(X_u, Y_u)$  les coordonnées de l'image du point  $(x, y, z)$  si un modèle de caméra pinhole ou sténopé parfait avait été utilisé et  $(X_d, Y_d)$  les coordonnées effectives de l'image qui sont différentes de  $(X_u, Y_u)$  à cause de la distorsion.

Pour déterminer les paramètres qui permettent de projeter les coordonnées 3D d'un objet point sur un capteur d'images 2D, Tsai [Tsa87] a proposé quatre étapes successives :

1. Transformation affine d'un corps solide à partir du système de coordonnées universel  $(x_w, y_w, z_w)$  vers le système de coordonnées 3D de

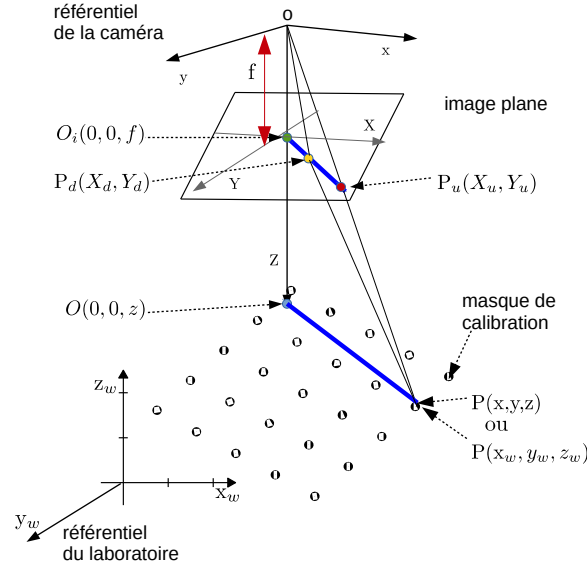


FIGURE 3.7 – Schéma du modèle géométrique de Tsai [Tsa87] qui ne tient compte que de la distorsion radiale (trait bleu). Les points noirs représentent un masque de calibration que l'on déplace le long de l'axe  $z_w$ .

la caméra  $(x, y, z)$  :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \mathbb{R} \begin{pmatrix} x_w \\ y_w \\ z_w \end{pmatrix} + \mathbf{T}. \quad (3.2)$$

Les paramètres inconnus à calibrer sont ici :  $\mathbb{R}$ , une matrice de rotation  $3 \times 3$ , et  $\mathbf{T}$  un vecteur de translation.

2. Transformation des coordonnées 3D  $(x, y, z)$  de la caméra vers les coordonnées idéales  $(X_u, Y_u)$  de l'image sans distorsion en utilisant la projection perspective à partir de la géométrie de la caméra sténopé

$$X_u = f \frac{x}{z}, \quad Y_u = f \frac{y}{z}. \quad (3.3)$$

La longueur effective totale  $f$  est en général un paramètre obtenu à partir des spécifications de la caméra et de la distance focale de l'objectif. Elle constitue ainsi un paramètre d'ajustement introduit par Tsai qui permet de prendre en compte la distorsion causée par l'ouverture de la caméra.

3. D'après Tsai, la distorsion tangentielle est négligeable par rapport à la composante radiale (trait bleu sur la Fig. 3.7). Par conséquent, il propose une correction de cette dernière par la transformation suivante :

$$X_d + D_x = X_u \quad Y_d + D_y = Y_u \quad (3.4)$$

avec  $D_x = X_d(k_1 r^2 + k_2 r^2 + \dots)$ ,  $D_y = Y_d(k_1 r^2 + k_2 r^2 + \dots)$  et  $r = \sqrt{X_d^2 + Y_d^2}$ . Ici, les coefficients de distorsion à calibrer sont les  $k_i$ . D'après [Tsa87], une approximation de premier ordre suffit.

4. Finalement, on transforme les coordonnées effectives de l'image  $(X_d, Y_d)$  en coordonnées de l'image  $(X_f, Y_f)$  stockées dans la mémoire de la caméra :

$$X_f - C_x = \frac{s_x X_d}{d'_x}, \quad Y_f - C_y = \frac{Y_d}{d_y}, \quad (3.5)$$

où  $s_x$  est l'incertitude des facteurs d'échelle (égale à 1 dans le cas d'un détecteur idéal).  $(X_f, Y_f)$  représentent les positions de l'image en pixel,  $(C_x, C_y)$  sont les coordonnées du centre des pixels et

$$d'_x = d_x \frac{N_{cx}}{N_{fx}} \quad (3.6)$$

avec  $d_x$  et  $d_y$  les distances 2D entre les centres de deux éléments contigus du capteur CCD,  $N_{cx}$  le nombre total d'éléments dans la direction horizontale de la CCD et  $N_{fx}$  le nombre de pixels échantillonné sur une ligne par la caméra. En général, les informations concernant les paramètres  $d_x$  et  $d_y$  ainsi que les dimensions de la CCD sont fournies par les fabricants des caméras. Le paramètre inconnu à déterminer par calibration est  $s_x$ . Il tient en compte des incertitudes qui peuvent provenir par exemple des problèmes de synchronisation entre les différentes composantes de la caméra.

Ainsi, comme vous pouvez le constater, la méthode de calibration proposée par Tsai compte au total neuf paramètres à déterminer par caméra. Ces neuf paramètres peuvent être classés en deux groupes : les paramètres extérieurs (les trois angles de rotation de  $\mathbb{R}$  et les trois composantes du vecteur de translation  $\mathbf{T}$ ) et trois paramètres intrinsèques ( $f, k_1$  et  $s_x$ ).

Pour déterminer ces paramètres, nous avons utilisé un masque de calibration. Nous avons pour cela imprimé des points uniformes, espacés d'une distance fixe sur une feuille blanche. Nous avons ensuite mis la feuille entre deux plaques de verre transparentes pour la protéger de l'eau. Le tout est monté sur un dispositif micrométrique qui peut se translater le long de l'axe

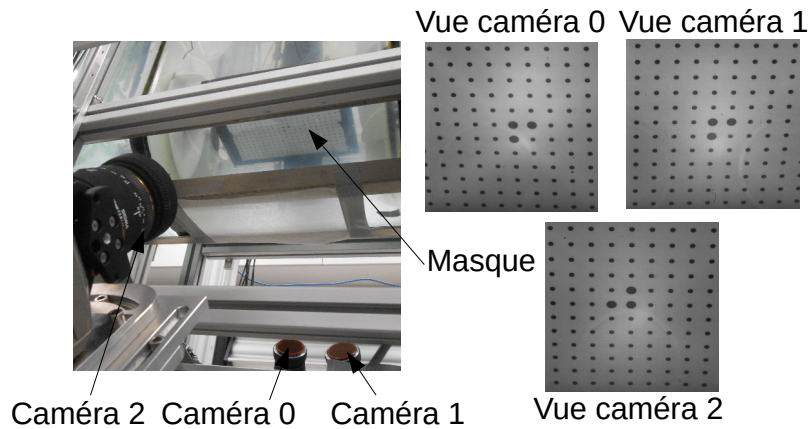


FIGURE 3.8 – Vue du masque placé à l’intérieur du réservoir de l’expérience pour la calibration des caméras. La position du masque sur cette image correspond au centre du système de coordonnées du laboratoire  $(x_w, y_w, z_w)$ . Les trois images du masque vues par les trois caméras sont à droite.

vertical  $z_w$  dans le dispositif expérimental. Ce masque représente en gros une grille alignée avec le système de coordonnées universel dans le référentiel du laboratoire. En prenant des photos du masque à différentes positions avec les trois caméras, on peut avoir simultanément accès aux coordonnées  $(x_w, y_w, z_w)$  ainsi qu’à leur projection  $(X_i, Y_i)$  sur le plan image. On peut alors combiner ces informations avec les hypothèses (distorsion radiale, contrainte d’alignement radial) proposées par Tsai et déterminer les neuf paramètres inconnus nécessaires à la calibration des caméras.

Pour déterminer les coordonnées tridimensionnelles réelles de chaque traceur dans le système de coordonnées du laboratoire, on définit une ligne de vue pour chaque caméra pouvant être l’emplacement éventuel d’un traceur dans l’espace réel. Ces lignes de vue doivent idéalement se croiser au centre du traceur vu au même moment par les trois caméras. Cependant, le dispositif de mesure n’étant pas parfait, les lignes de vue des caméras ne s’intersectent en général pas et ne passent pas exactement par le centre du traceur. Pour cette raison, on définit une certaine tolérance qui fixe la distance acceptable du centre d’un traceur aux lignes de vue des caméras. La position d’un traceur dans le système de coordonnées du laboratoire est donc obtenue à partir du point de l’espace qui minore la distance entre les trois lignes de vue des caméras. Il est certain qu’une telle méthode ne permet de détecter que les particules vues en même temps par les trois caméras. Par conséquent, le seuillage des images brutes prises par les caméras est déterminant dans la

détection des traceurs et donc la reconstruction des positions tridimensionnelles. Cette technique a déjà été testée par [OXB06]. Il y est notamment montré que les principales sources d’erreurs de cette méthode sont la calibration des caméras, un nombre de traceurs trop élevé dans le volume de mesure, des images bruitées et des intensités des pixels non homogènes.

#### 3.5.3 Reconstruction des trajectoires

L’idéal serait de mettre un observateur debout devant le dispositif expérimental qui va suivre pendant tout le temps d’observation chaque traceur le long de sa trajectoire  $X(t)$ . Dans notre cas, nous avons utilisé trois caméras qui nous ont permis d’enregistrer les positions 3D des traceurs durant deux secondes. Le fait de relier les coordonnées 3D d’une même particule, enregistrées aux instants  $t$  et  $t + \delta t$  s’appelle “tracking” ou suivi lagrangien. Il existe plusieurs algorithmes de suivi de trajectoires, mais aucun d’entre eux n’est capable de suivre individuellement, pendant un temps suffisamment long, tous les traceurs détectés sans se tromper [OXB06]. Ceci, peut être expliqué par le fait que, d’une part, la détection des traceurs par les caméras n’est pas parfaite et, d’autre part, le suivi des particules pendant un temps même fini est un problème multidimensionnel. C’est pourquoi les algorithmes de suivi de trajectoires sont contraints de limiter leur portée temporelle à quelques images et à des densités de particules pas trop élevées. Le code de suivi que nous avons utilisé dans cette étude a été étudié et validé dans [OXB06]. La méthode consiste à considérer la  $k^{\text{ème}}$  image du film où la position du  $i^{\text{ème}}$  traceur est notée  $X_i^k$ . Le code doit tenter de trouver sur l’image  $k + 1$  une position  $X_i^{k+1}$  parmi les traceurs  $X_j$  détectés. Pour mener à bien cette tâche, la plupart des algorithmes de suivi sont basés sur une fonction coût  $\phi_{ij}$  entre les positions  $X_i^k$  et  $X_j$  à minimiser. La définition de ce coût est ce qui fait la différence entre les approches. Ouellette *et al.* [OXB06] ont comparé par exemple les fonctions coûts telles que “plus proche voisin, accélération minimale, changement minimum d’accélération, meilleure estimation”. Ils ont montré que les deux techniques “meilleure estimation” et “plus proche voisin” produisent dans leur cas le moins d’erreurs de suivi, et ceci même pour des densités élevées de traceurs. Nous allons décrire ces deux méthodes qui sont utilisées dans notre algorithme. La technique du plus proche voisin consiste à définir la fonction coût comme  $\phi_{ij} = \|X_i^k - X_j\|$ . Ainsi, en fixant une distance maximale  $D_{max}$  telle que toute position  $X_j$  qui vérifie  $\|X_i^k - X_j\| < D_{max}$  peut être considérée comme la suite de la trajectoire  $\{X_i^k\}$ . Pour tenir compte des fluctuations rapides de l’accélération, la valeur de  $D_{max}$  doit être choisie de manière convenable. Dans nos analyses, nous avons utilisé cette méthode pour trouver les deux

premiers points des trajectoires à partir des premières images. Avec cette méthode, il existe en général plusieurs candidats  $X_j$  avec des coûts similaires. Pour maximiser les chances de suivre la “vraie” trajectoire, on utilise la méthode de “meilleure estimation”. Cette technique plus complexe que la précédente donne de meilleurs résultats sur la longueur des trajectoires reconstruites. Elle consiste à utiliser quatre images pour déduire le meilleur choix de trajectoire possible. Pour cela, on calcule la vitesse  $\tilde{u}_i(t)$  à l’instant  $t$  par différence finie à partir des positions  $X_i(t)$  et  $X_i(t - \delta t)$ . On estime alors la position à l’instant  $t + \delta t$  comme  $\tilde{X}_i(t + \delta t) = X_i(t) + \tilde{u}_i(t)\delta t$ . On repère alors tous les traceurs  $X_j(t + \delta t)$  se trouvant à  $t + \delta t$  à une distance de cette position inférieure à un seuil fixé. On peut évaluer une accélération  $\tilde{a}_i(t)$  à partir des positions  $X_i(t - \delta t)$ ,  $X_i(t)$ , et la position estimée  $\tilde{X}_i(t + \delta t)$ . Cette accélération est ensuite utilisée pour calculer à l’instant  $(t + 2\delta t)$ , les positions possibles  $\tilde{X}_{i,j}(t + 2\delta t) = X_j(t + \delta t) + \tilde{u}_i(t)\delta t + (1/2)\tilde{a}_i(t)\delta t^2$ , de tous les traceurs  $X_j$  qui étaient dans le voisinage fixé au préalable. On peut alors procéder à une comparaison entre les positions projetées  $\tilde{X}_{i,j}(t + 2\delta t)$  et les positions réelles  $X_k(t + 2\delta t)$  trouvées à l’instant  $(t + 2\delta t)$ . Ainsi, la position la plus plausible de la trajectoire est celle qui minimise la fonction coût  $\phi_{i,j} = \min_k \|X_k(t + 2\delta t) - \tilde{X}_{i,j}(t + 2\delta t)\|$ . Pour éviter que les conflits n’entachent la fiabilité du suivi d’une particule, la trajectoire est tout simplement coupée à l’instant où la confusion se produit et une nouvelle trajectoire peut éventuellement être commencée au temps  $t + \delta t$ .

Dans le chapitre suivant, nous allons décrire en détail les méthodes que nous avons utilisées pour ensuite effectuer une analyse statistique de toutes les trajectoires reconstruites.



### *3.5 Vélométrie par suivi lagrangien*

---

## Chapitre 4

# Modulation de la turbulence dans un écoulement de von Kármán par des particules de tailles inertielles

Nous présentons dans ce chapitre les résultats des mesures expérimentales effectuées à l'aide du dispositif décrit dans le chapitre précédent. L'objectif est de comprendre l'influence des particules de taille finie et de flottabilité nulle sur un écoulement turbulent de von Kármán. En augmentant la fraction volumique de particules, tandis que la fréquence de rotation des hélices est maintenue constante, nous avons trouvé que les plus importants effets produits par la phase dispersée sont une diminution continue de l'énergie cinétique turbulente et du taux de transfert moyen de l'énergie dans l'échelle inertielle. Nous avons aussi constaté que les propriétés de la turbulence aux échelles fines ne sont pas influencées par la présence des particules. En particulier, nos résultats ont montré avec surprise qu'en présence des particules, les moments d'ordre deux des fonctions de structure des incréments de vitesse correspondent bien à ceux d'un écoulement sans particules. Enfin, nos résultats supportent l'existence d'une transition entre deux régimes différents dès que la distance moyenne entre les grosses particules est de l'ordre de l'épaisseur de leur couche limite.

Comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, l'écoulement est maintenu dans un état de turbulence développée (avec  $R_\lambda \approx 300$  en l'absence de grosses particules) par deux hélices submergées de diamètre  $d = 28 \text{ cm}$  tournant en sens inverse. On varie ensuite le nombre de grosses particules en utilisant différentes fractions volumiques ( $\Phi_v = 0$  à 10%). On effectue ainsi sept ensembles de mesures différents correspondant chacun à une va-

#### 4.1 Fréquence de rotation des hélices

---

leur de  $\Phi_v$  fixée. Pour chacune de ces configurations, le couple des hélices est ajusté pour obtenir à chaque fois la même fréquence moyenne de rotation  $f_{\text{imp}} \approx 0.8 \text{ Hz}$ . Ceci se fait en ajustant la puissance des moteurs à air comprimé. Une fois cet ajustement fait, le couple est alors maintenu constant pendant toute la durée des mesures, aux fluctuations près du système de distribution d'air comprimé. Avec ce choix, on maintient constant d'une fraction volumique à l'autre le nombre de Reynolds associé à la rotation des hélices  $Re = d^2 f_{\text{imp}}/\nu \approx 62\,000$ . Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les particules sphériques de taille finie sont des polymères super-absorbants, dont l'indice optique et la densité de masse sont identiques à ceux de l'eau. Leur diamètre est de l'ordre de  $D_p \approx 90\eta \approx L/9$ , où  $\eta$  et  $L$  sont respectivement l'échelle dissipative et intégrale de l'écoulement sans particules. Les différentes configurations sont résumées dans la Tab. 4.1.

$\Phi_v$	0	0.1%	0.3%	0.8%	2%	4%	10%
$N_p$	0	50	124	300	600	1500	4500
$f_{\text{imp}}$ (Hz)	0.79	0.79	0.79	0.79	0.80	0.80	0.80
$f_{\text{imp}}$ RMS (Hz)	0.013	0.012	0.012	0.012	0.013	0.008	0.008

TABLE 4.1 – Caractéristiques des différentes expériences.  $\Phi_v$  : fraction volumique des grosses particules ;  $N_p$  : nombre total de grosses particules entre les deux grilles dans l'écoulement ;  $f_{\text{imp}}$  : fréquence moyenne de rotation des hélices ;  $f_{\text{imp}}$  RMS : écart-type de la fréquence de rotation des hélices.

Dans la suite, nous donnons quelques détails des différents processus que nous avons effectués pour analyser nos mesures expérimentales.

## 4.1 Fréquence de rotation des hélices

Comme dit précédemment, on a décidé de maintenir constante la vitesse de rotation des hélices. L'objectif que nous nous sommes fixé est de comprendre comment les grosses particules modifient la structure fine de l'écoulement et non comment celles-ci changent la réponse globale du dispositif. Pour ce second aspect, il aurait été opportun de maintenir constante la puissance des moteurs des hélices et de laisser librement varier leur vitesse de rotation. Dans notre cas, le système utilisé ne permet pas une telle étude. Nous avons ainsi ajusté, pour chaque fraction volumique, la puissance des moteurs de manière à toujours avoir une fréquence de rotation moyenne de l'ordre de  $0.8 \text{ Hz}$ . Cet ajustement se fait généralement en augmentant le couple lorsque le nombre de particules augmente. Malheureusement, nous ne

dispositions pas d'instrument permettant de mesurer cette puissance, et cette observation reste donc qualitative.

Une fois effectué l'ajustement de la fréquence moyenne de rotation des hélices, la puissance des moteurs reste constante pendant toute la mesure. Toutefois, la fréquence de rotation montre des fluctuations. Pour les mesurer, nous disposons de capteurs magnétiques. On a ainsi pu trouver que leur écart-type est de l'ordre de 1 à 2% de la moyenne (voir Tab. 4.1). La figure 4.1 montre les densités de probabilités normalisées des fréquences de rotations des deux hélices pour les différentes fractions volumiques de particules. Ces courbes ressemblent assez fortement à des gaussiennes et varient peu pour les petites valeurs de  $\Phi_v$  (jusqu'à  $\approx 2\%$ ). Au-delà, on constate une diminution de l'écart-type, avec toutefois des queues un peu plus étendues pour les fortes fluctuations.

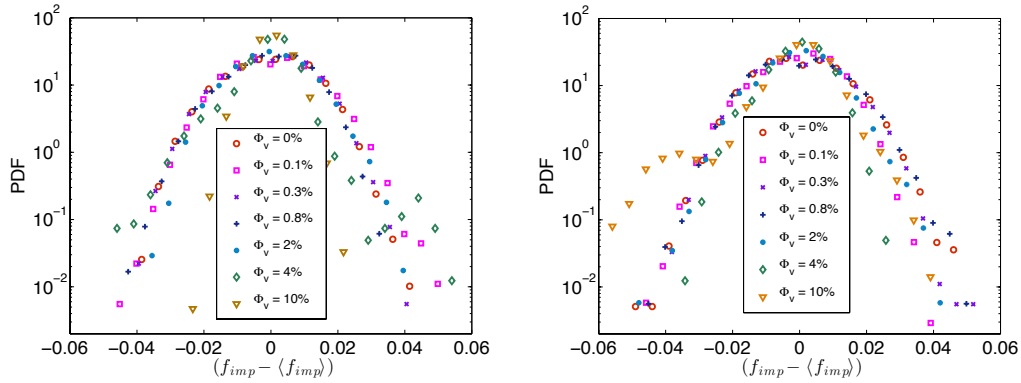


FIGURE 4.1 – PDF des fluctuations de la fréquence de rotation des deux hélices (droite et gauche).

## 4.2 Statistiques de la vitesse

Pour obtenir suffisamment de statistiques, nous avons en moyenne effectué une centaine de films avec chacune de nos trois caméras et pour chacune des sept configurations (différentes valeurs de la fraction volumique  $\Phi_v$ ). Ceci donne en moyenne un temps total de 23 minutes pendant lequel nous avons suivi les traceurs dans notre volume de mesure. Ces films bruts, représentant un volume d'environ 15 To de données, ont été transportés et mis sur les serveurs de l'équipe Fluide à Nice. Nous avons ensuite effectué les différentes étapes successives décrites dans la Section 3.5 pour obtenir les trajectoires des traceurs. La Fig. 4.2 représente une vue du volume de mesure avec les tra-

jectoires tridimensionnelles reconstruites de différents traceurs fluorescents.

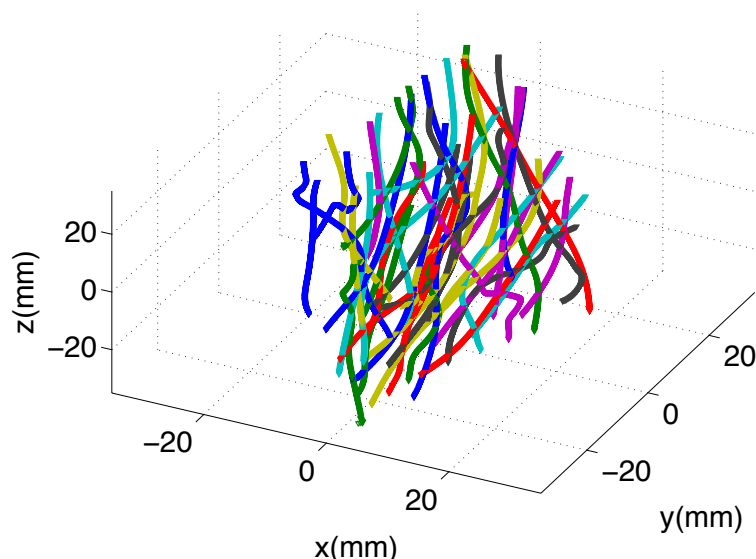


FIGURE 4.2 – Volume de mesure, dans lequel on peut voir la trajectoire de différents traceurs

Dans cette section, nous allons expliquer les différentes étapes de l'analyse de ces trajectoires que nous avons suivies pour obtenir les statistiques de la vitesse individuelle des traceurs en fonction des différentes fractions volumiques de grosses particules.

### 4.2.1 Filtrage des données

Une fois les traceurs identifiés et leur trajectoire reconstruites, il est évident que leur position en fonction du temps est bruitée. Il y a différentes sources pour ce bruit : les vibrations de l'expérience, des variations de température, les incertitudes de la calibration utilisée pour la reconstruction des positions 3D, la discrétisation liée aux pixels des caméras, les incertitudes sur la détermination du centre des traceurs, et éventuellement des effets optiques liés aux grosses particules traversant le champ des caméras. Pour évaluer les vitesses (ou les accélérations) des trajectoires, il est indispensable de filtrer ce bruit qui sinon domine les statistiques. Un problème est que, vu la variété et la complexité des sources, on ne connaît pas par avance la nature de ce bruit. Toutefois, l'intérêt d'utiliser des caméras rapides est que les trajectoires sont

assez bien résolues (on a au moins 40 images par temps  $\tau_\eta$ ). On peut ainsi effectuer un filtrage simple en moyennant temporellement les trajectoires sur un certain nombre d'images. Les seules hypothèses sur le bruit sont qu'il est de moyenne nulle et corrélé sur des temps plus courts que la taille de notre filtre

Nous avons suivi les idées de [MLP04] et décidé d'utiliser un filtre gaussien. Les trajectoires filtrées  $\bar{\mathbf{X}}(t)$  sont ainsi définies à partir des trajectoires brutes  $\mathbf{X}(t)$  comme

$$\bar{\mathbf{X}}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_f}} \int_{-T}^T e^{-\frac{s^2}{2\sigma_f^2}} \mathbf{X}(t+s) ds. \quad (4.1)$$

Cette intégrale est bien sûr approximée par une somme de valeurs discrètes. Le temps  $T$  est choisi bien plus grand que la taille du filtre  $\sigma_f$  de sorte que le filtrage n'en dépende pas. Le seul paramètre est ainsi  $\sigma_f$  qui doit être ajusté en fonction des quantités que l'on veut mesurer. Dans le cas idéal, on espère obtenir un intervalle de valeurs de  $\sigma_f$  pour lequel les statistiques sont indépendantes de ce paramètre. En principe, le temps  $\sigma_f$  doit être bien plus grand que le temps de corrélation du bruit, mais en même temps bien plus petit que le plus petit temps physique dans l'écoulement qui est de l'ordre du temps de dissipation  $\tau_\eta$ . La vitesse et l'accélération des traceurs sont alors déterminées soit par différences finies de  $\bar{\mathbf{X}}(t)$ , soit en intégrant par partie (4.1) pour faire porter les dérivées temporelles sur le filtre gaussien.

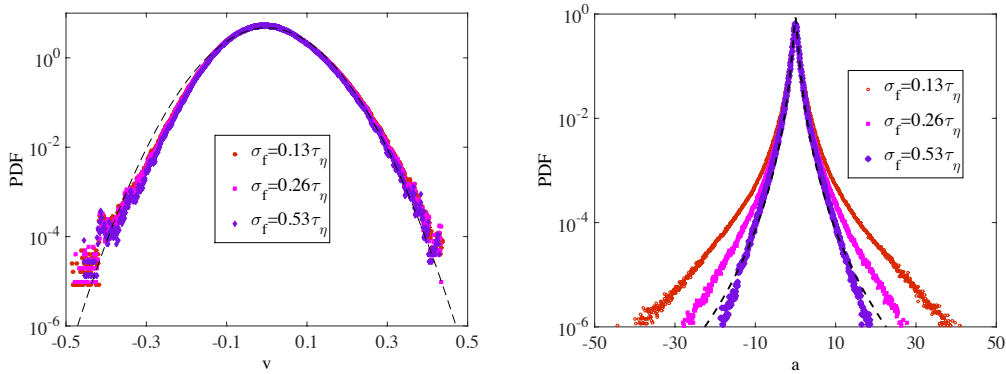


FIGURE 4.3 – Gauche : densité de probabilité des composantes de la vitesse filtrée pour l'écoulement sans grosses particules ( $\Phi_v = 0$ ) et différentes tailles de filtre ; la courbe noire en tirets représente une gaussienne. Droite : idem pour l'accélération ; la courbe noire représente l'approximation lognormale de [MLP04].

La figure 4.3 représente la distribution de probabilité des vitesses (à gauche) et des accélérations (à droite) pour  $\Phi_v = 0$  (sans grosse particule) et

## 4.2 Statistiques de la vitesse

différentes valeurs de la taille du filtre  $\sigma_f$  (donné ici en unités de  $\tau_\eta$ ; les trois tailles correspondent à 5, 10 et 20 clichés respectivement). Bien évidemment, pour évaluer les vitesses nous avons été amenés dans un premier temps à estimer l'écoulement moyen et à le soustraire de nos mesures. Pour cela, nous avons découpé le domaine de mesure en cubes pour chacun desquels nous avons calculé la vitesse moyenne de tous les traceurs s'y trouvant. On a ainsi accès au champ moyen de la vitesse eulérienne  $\langle \mathbf{u}(x) \rangle$ . Il faut alors le retrancher à nos mesures pour obtenir les fluctuations turbulentes de la vitesse. D'après les études précédentes, les densités de probabilités des composantes de la vitesse et de l'accélération sont comparables respectivement à une gaussienne et à une distribution log-normale [VLPA<sup>+</sup>02, MLP04]. L'idée pour choisir  $\sigma_f$  est donc de comparer nos données filtrées à ces prédictions. Comme le montre la Fig. 4.3 (gauche), les densités de probabilité des vitesses sont quasiment gaussiennes (les déviations que l'on voit pourraient être liées aux erreurs dans la détermination du champ de vitesse moyen). On voit que dès que  $\sigma_f \geq 0.1\tau_\eta$ , la distribution est assez peu sensible à la taille du filtre. En revanche pour les accélérations, on peut voir sur la Fig. 4.3 (droite) que les queues de la distribution dépendent fortement de la taille du filtre. Ce n'est que pour  $\sigma_f$  suffisamment grand que l'on se rapproche d'une distribution log-normale.

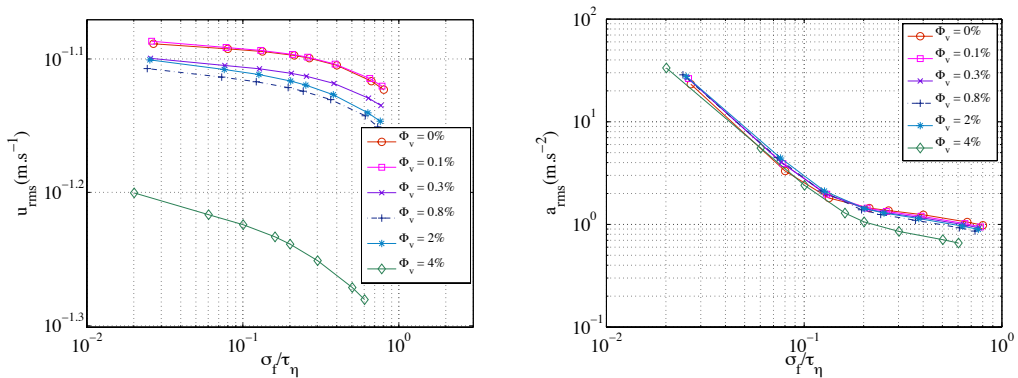


FIGURE 4.4 – Ecarts-types de la vitesse  $u_{rms} = (\langle u_i^2 \rangle - \langle u_i \rangle^2)^{1/2}$  à gauche et de l'accélération  $a_{rms} = (\langle a_i^2 \rangle - \langle a_i \rangle^2)^{1/2}$  à droite en fonction de la taille du filtre  $\sigma_f$ .

Les variances estimées de la vitesse et de l'accélération dépendent elle-même de la taille du filtre. La figure 4.4 les représente en fonction de  $\sigma_f$ . Comme on peut le constater, les fluctuations de la vitesse varient assez peu, ce qui confirme que ses statistiques dépendent faiblement de la taille du filtre. Pour l'accélération la situation est différente et on observe de fortes variations

de l'écart-type en fonction de la taille du filtre. Deux régimes sont clairement observables : une décroissance rapide pour  $\sigma_f < 0.1\tau_\eta$  suivie d'un autre régime de décroissance moins rapide qui correspond à un filtrage temporel aux échelles de la turbulence. Compte tenu de la transition entre les deux régimes et des distributions observées de l'accélération, nous avons choisi  $\sigma_f \simeq 0.26\tau_\eta$  (ce qui correspond à un filtre moyennant environ 10 images). Dans la suite, nous avons appliqué cette taille de filtre sur toutes les données brutes de nos mesures.

Une fois cette taille de filtre fixée, nous avons estimé le bruit comme  $\delta(t) = \mathbf{X}(t) - \bar{\mathbf{X}}(t)$ . Les distributions de probabilité des composantes de  $\delta(t)$  sont représentées sur la Fig. 4.5 (gauche). Il est clair que le bruit que

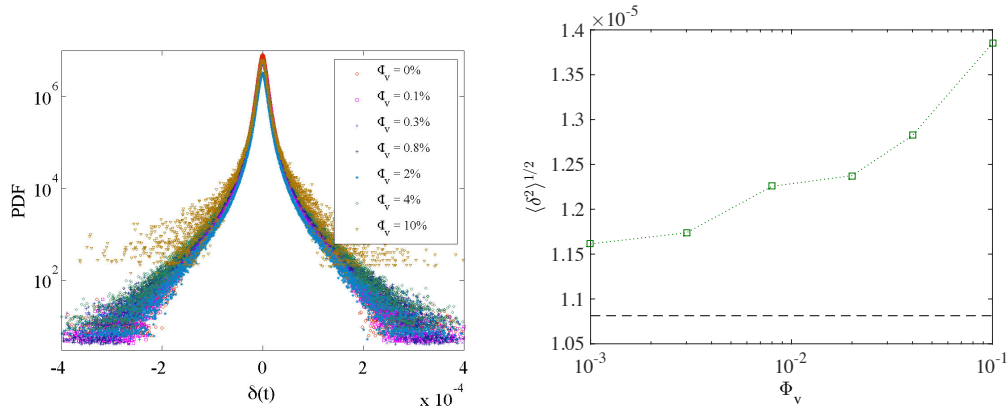


FIGURE 4.5 – Gauche : densité de probabilité de l'erreur  $\delta$  sur les positions, définie comme la différence entre les mesures et les données filtrées pour les différentes fractions volumiques de grosses particules. Droite, écart-type de l'erreur  $\delta$  en fonction de la fraction volumique de grosses particules. La ligne horizontale correspond à la valeur de  $\langle \delta^2 \rangle^{1/2}$  obtenue pour  $\Phi_v = 0$ .

l'on soustrait aux données n'est pas gaussien, ce qui confirme la complexité de son origine. Un bruit additif, décorrélié du signal mesuré et provenant de sources indépendantes serait gaussien. La présence de queues développées laisse penser qu'il s'agit d'un bruit multiplicatif qui dépend donc des statistiques de la turbulence. On ne voit pas de dépendance claire de la forme des distributions en fonction de la fraction volumique de grosses particules. Toutefois, comme on le voit sur la Fig. 4.5 (droite), il y a une augmentation de l'écart-type du bruit en fonction de  $\Phi_v$  qui est augmenté d'environ 27% entre  $\Phi_v = 0$  et  $\Phi_v = 10\%$ . Cela pourrait signifier que la présence de grosses particules influe sur le bruit. Il est par exemple possible qu'elles agissent comme des sortes de lentilles le long des lignes de visée des caméras. Toutefois, vu que ces expériences ont été effectuées en augmentant au fur et à mesure le



nombre de grosses particules, sans effectuer de recalibration intermédiaire, il est aussi possible que cette variation de l'erreur soit due à un biais évoluant en fonction du temps.

### 4.2.2 Effet des particules sur les fluctuations de vitesse

Comme nous l'avons déjà signalé plus haut, les fluctuations turbulentes de la vitesse sont obtenues en retranchant la vitesse moyenne de l'écoulement calculée dans de petits cubes. Comme nous allons le voir par la suite, les statistiques de ces fluctuations nous ont permis de calculer différentes quantités qui permettent de caractériser le degré de turbulence de l'écoulement. Ces quantités sont résumées dans la Tab. 4.2. Une première remarque que l'on peut facilement faire est que le nombre de Reynolds diminue constamment quand la fraction volumique de grosses particules augmente. L'effet principal de la présence des grosses particules est ainsi d'atténuer l'intensité de la turbulence. Ces variations sont essentiellement liées à une diminution simultanée de l'écart-type  $u_{rms}$  des fluctuations de vitesse et du taux de dissipation  $\epsilon$  en fonction de  $\Phi_v$ . Nous reviendrons par la suite sur l'estimation de cette dernière quantité, mais nous commençons ici par nous intéresser aux statistiques à un point de la vitesse.

$\Phi_v$	0	0.1%	0.3%	0.8%	2%	4%	10%
$u_{rms}(m.s)$	0.0795	0.0797	0.0771	0.0751	0.0759	0.0577	0.0333
$\epsilon(m^2.s^{-3})$	0.0058	0.0054	0.0052	0.0047	0.005	0.0032	0.001
$L(mm)$	87	94	88	90	87	60	41
$R_\lambda$	321	335	319	319	316	228	143
$\eta(\mu m)$	115	117	118	121	119	133	183
$\tau_\eta(ms)$	13	14	14	15	14	18	33
$N_f$	38	39	40	42	41	51	97

TABLE 4.2 – Quantités caractéristiques de la turbulence pour chaque configuration, calculées à partir des données filtrées avec  $\sigma_f = 0.26\tau_\eta$ .  $\Phi_v$  : fraction volumique de grosses particules ;  $u_{rms} = (\langle u_i^2 \rangle - \langle u_i \rangle^2)^{1/2}$  : écart-type des composantes de la vitesse turbulente ;  $\epsilon$  : taux de transfert de l'énergie cinétique (estimé à partir des fonctions de structure eulériennes d'ordre deux) ;  $L = u_{rms}^3/\epsilon$  : échelle intégrale ;  $R_\lambda = u_{rms}L/\nu$  : nombre de Reynolds associé à la micro-échelle de Taylor ;  $\eta = \nu^{3/4}/\epsilon^{1/4}$  : échelle dissipative de Kolmogorov ;  $\tau_\eta = \nu^{1/2}/\epsilon^{1/2}$  : temps de retournement associé à l'échelle de Kolmogorov ;  $N_f$  : nombre d'images des films par temps  $\tau_\eta$ .

La figure 4.6 (gauche) représente les densités de probabilité des compo-

santes  $u_i$  de la vitesse fluctuante, normalisées par leur écart-type  $u_{rms} = (\langle u_i^2 \rangle - \langle u_i \rangle^2)^{1/2}$ . La courbe en tirets noirs représente une distribution gaussienne de la forme  $p(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}u_{rms}} \exp\left(\frac{-u^2}{2u_{rms}^2}\right)$ . Toutes les courbes coïncident bien avec la gaussienne dans l'intervalle  $-2.5 \lesssim u/u_{rms} \lesssim 2.5$  comme déjà noté par [VLP<sup>+</sup>02]. Au-delà de cet intervalle, les grandes valeurs de la vitesse diffèrent légèrement les unes des autres.

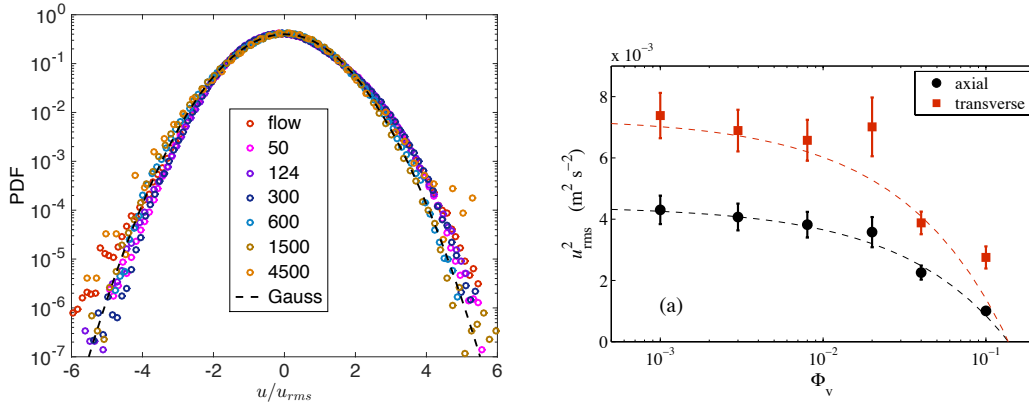


FIGURE 4.6 – Gauche : densité de probabilité des fluctuations de vitesse pour les différentes fractions volumiques de grosses particules considérées dans nos mesures. La vitesse est ici normalisée par son écart-type  $u_{rms}$ . La courbe en pointillés représente une gaussienne. Droite : variances  $u_{rms}^2$  des fluctuations de la vitesse turbulente des composantes axiales (le long de la rotation des pales) et transverses en fonction de la fraction volumique de particule  $\Phi_v$ ; les lignes en tirets correspondent à  $u_{rms}^2(\Phi_v) = u_{rms}^2(0) (1 - 3.75 \Phi_v^{2/3})$ .

La figure 4.6 (droite) représente la variance  $u_{rms}^2 = \langle u_i^2 \rangle$  des fluctuations de la vitesse le long de l'axe de rotation (axe de symétrie) et dans les directions transverses en fonction de la fraction volumique  $\Phi_v$  des grosses particules. Il s'agit de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes. On peut clairement observer que cette énergie diminue quand la fraction volumique de particule augmente. Les données montrent une anisotropie pour toutes les valeurs de  $\Phi_v$  : les écarts-types de la vitesse dans la direction axiale sont de l'ordre de 60-70% de ceux de la direction transverse. Dans les deux cas, les mesures sont en accord avec une loi de la forme  $u_{rms}^2(\Phi_v) \approx u_{rms}^2(0) (1 - 3.75 \Phi_v^{2/3})$ . Toutefois, pour les mesures dans la direction transverse, un point correspondant à la fraction volumique  $\Phi_v \approx 2\%$  dévie clairement de cette forme. Comme nous allons le voir plus tard, ceci peut être lié aux difficultés dans l'estimation de l'écoulement moyen pour ce cas particulier. La courbe d'ajustement prédit

que  $u_{\text{rms}} = 0$  est atteint pour des fractions volumiques  $\Phi_v \gtrsim 14\%$ . Ceci peut correspondre à l'existence d'une fraction volumique critique à partir de laquelle la turbulence est complètement éteinte par les grosses particules.

Même dans le cas des faibles fractions volumiques de particules, l'atténuation de la turbulence ne montre pas un comportement linéaire en fonction de  $\Phi_v$ . On s'attendrait à un tel comportement si l'effet des particules ne consistait qu'en une superposition de perturbations individuelles n'interagissant pas entre elles. L'atténuation semble se comporter comme  $\propto \Phi_v^{2/3}$ . Ceci sous-entend que des effets collectifs et des interactions entre particules sont en jeux. Une telle loi d'échelle indique que seulement une fraction des particules joue un rôle important sur l'écoulement. La puissance deux tiers peut être interprétée comme si ces particules actives sont localisées sur une surface au lieu de tout le volume de l'expérience. Plusieurs scénarios heuristiques peuvent conduire à cette loi. Tout d'abord, nous pouvons imaginer que les particules forment un nombre fini d'agrégats où toutes les perturbations de l'écoulement fluide se produisent dans la couche limite des particules situées sur la périphérie de ces agrégats. Nous n'avons pas été capables de détecter la présence de tels agrégats dans le volume d'observation. Toutefois, nous ne pouvons pas exclure leur présence dans d'autres régions de l'écoulement dans lesquelles nous ne regardons pas (par exemple à côté des grilles, près des hélices). Il a récemment été observé que les particules sont susceptibles de résider de façon préférentielle dans certaines régions d'un écoulement de von Kármán situées loin de son centre [MZF<sup>+</sup>14]. Un scénario, certainement plus probable, peut être vu comme une sorte d'effet bouclier, où les particules situées à la périphérie du volume de l'expérience empêchent l'énergie cinétique turbulente d'être transférée vers le centre de l'écoulement. Une discrimination complète entre ces possibilités nécessiterait d'explorer l'écoulement dans sa totalité, de façon systématique, dans le but de mesurer à la fois les inhomogénéités dans la distribution des particules et les caractéristiques de l'écoulement turbulent en fonction de la position spatiale.

Comme nous le verrons par la suite, une atténuation de la turbulence  $\propto \Phi_v^{2/3}$  est aussi observée pour le taux de transfert  $\epsilon$  de l'énergie cinétique. Pour l'estimer, nous avons eu recours à des statistiques eulériennes à deux points sur lesquelles nous reviendrons dans la Sec. 4.4. Tout d'abord, nous nous intéressons dans la section suivante aux propriétés de dispersion des traceurs.

### 4.3 Dispersion des traceurs

Nous analysons ici les effets des grosses particules sur la durée moyenne de suivi d'un traceur. Pour cela, nous avons calculé la longueur temporelle moyenne des trajectoires pour les différentes configurations, ainsi que les distributions de probabilité associées. Les résultats sont présentés sur la Fig. 4.7.

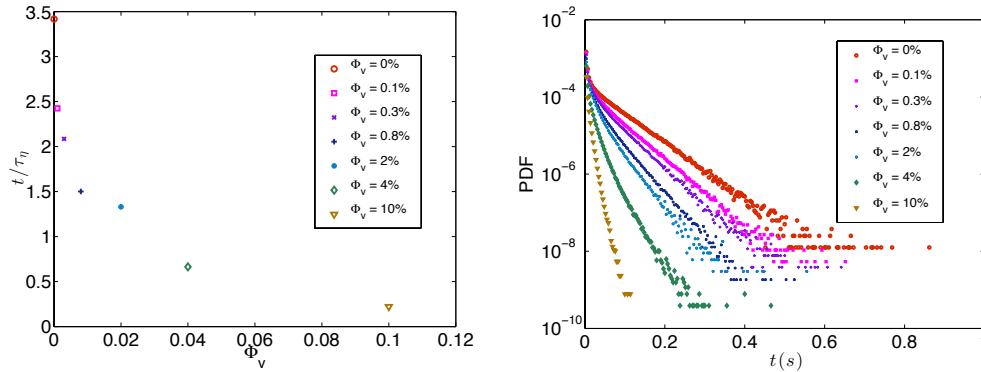


FIGURE 4.7 – Gauche : moyenne de la durée d'une trajectoire dans le volume de mesure en fonction de la fraction volumique de particules  $\Phi_v$ . Droite : densité de probabilité des temps de suivi d'un traceur dans le volume de mesure en fonction de la fraction volumique de particules.

Un premier constat que nous avons fait avec nos données est que la longueur des trajectoires diminue lorsqu'on augmente le nombre de grosses particules. Lorsque la fraction volumique  $\Phi_v$  augmente, il est de plus en plus difficile de suivre les traceurs sur des temps longs. Comme on le voit sur la gauche de la Fig. 4.7, les mesures montrent que pour l'écoulement sans grosses particules ( $\Phi_v = 0\%$ ), le temps moyen de suivi d'un traceur est de 130 pas de temps, soit une durée de (0.045 secondes =  $3.43\tau_\eta$ ). En revanche, pour l'écoulement le plus chargé ( $\Phi_v = 10\%$ ), la durée moyenne d'une trajectoire est de 23 pas de temps (0.008 secondes =  $0.42\tau_\eta$ ), soit une diminution relative de 84%. La droite de la Fig. 4.7 représente la PDF des durées des trajectoires pour les différentes valeurs de  $\Phi_v$ . On y voit que le changement de valeur moyenne est lié à un changement des queues de probabilité qui sont de plus en plus étroites lorsque la fraction volumique augmente. Il y a deux explications possibles à cette observation : soit les traceurs sont très vite poussés hors du volume de mesure par les grosses particules, soit ces dernières changent le niveau de bruit de nos mesures ce qui rend de plus en plus difficile de suivre les traceurs sur des temps longs.

Pour comprendre un peu mieux cet effet, nous avons essayé de caractériser le déplacement des trajectoires des traceurs en fonction de la fraction volu-

### 4.3 Dispersion des traceurs

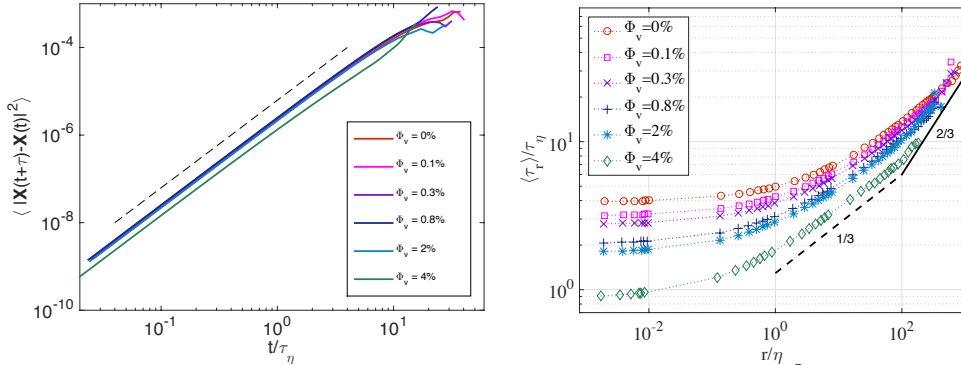


FIGURE 4.8 – Gauche : dispersion  $D(\tau) = \langle |\mathbf{X}(t + \tau) - \mathbf{X}(t)|^2 \rangle$  des trajectoires individuelles  $\mathbf{X}(t)$  des traceurs dans notre volume de mesure pour différentes fractions volumiques  $\Phi_v$  de grosses particules. La ligne pointillée noire montre un comportement balistique  $D(\tau) \propto \tau^2$ . Droite : temps de déviation moyen  $\tau_r$  en fonction de la distance  $r$  à la prédiction balistique pour différentes fractions volumiques de particules  $\Phi_v$ . La ligne en tirets correspond à un comportement  $\langle \tau_r \rangle \propto r^{1/3}$ ; celle pleine à  $\langle \tau_r \rangle \propto r^{2/3}$ .

mique de grosses particules. Pour cela, nous avons commencé par regarder le déplacement moyen des trajectoires défini par la dispersion carrée moyenne  $D(\tau) = \langle |\mathbf{X}(t + \tau) - \mathbf{X}(t)|^2 \rangle$  où  $\mathbf{X}(t)$  désigne la position à l'instant  $t$  d'une trajectoire et la moyenne est sur toutes les trajectoires et tous les films. Les résultats sont présentés sur la Fig. 4.8 (Gauche). Comme nous pouvions déjà le prédire qualitativement à partir de la Fig. 4.2, le déplacement moyen des traceurs est dominé par un mouvement balistique lié à l'écoulement à grande échelle. On voit effectivement que  $D(\tau) \simeq U^2 \tau^2$  où  $U$  est une vitesse caractéristique. Ce comportement a lieu indépendamment de la fraction volumique  $\Phi_v$  à de petites différences près de  $U$ . Comme nous le verrons plus tard, les vitesses caractéristiques de l'écoulement diminuent effectivement en fonction de  $\Phi_v$ . Étant donné ce comportement moyen dominant, il est difficile de se faire une idée de l'effet des grosses particules sur le déplacement des traceurs, si ce n'est par une modification assez faible de  $U$ . Pour cette raison, nous avons essayé de caractériser les déviations au comportement balistique.

L'idée que nous avons développée consiste à calculer le temps  $\tau_r$  qu'un traceur met pour être dévié d'une distance  $r$  de la trajectoire balistique donnée par sa vitesse initiale. On définit ainsi pour chaque trajectoire  $\mathbf{X}(t)$ , le temps  $\tau_r$  comme le premier instant  $\tau$  tel que

$$|\mathbf{X}(t + \tau) - [\mathbf{X}(t) + \tau \dot{\mathbf{X}}(t)]| > r, \quad (4.2)$$

où  $\dot{\mathbf{X}}$  désigne la vitesse de la trajectoire (nous reviendrons par la suite sur son

estimation). Sur la droite de la Fig. 4.8, on a représenté la valeur moyenne  $\langle \tau_r \rangle$  de ce temps de déviation pour les différentes fractions volumiques de particules en fonction de la distance  $r$ . On constate qu'elle diminue continuellement quand le nombre de grosses particules augmente dans le volume de mesure, ce qui implique une déviation plus rapide des trajectoires des traceurs par rapport à leur mouvement balistique. Pour un nombre de grosses particules fixé et pour des déviations inférieures à l'échelle dissipative de Kolmogorov  $\eta$ , les temps de sortie varient très peu. Au-delà de cette distance, dans la gamme inertielle, ils semblent croître plus vite, comme  $r^{1/3}$  jusqu'à  $\approx 100\eta$ , puis encore plus vite. D'après l'analyse dimensionnelle classique en turbulence, on s'attendrait à ce que  $\langle \tau_r \rangle \sim \varepsilon^{-1/3} r^{2/3}$ . Le comportement le plus rapide que l'on observe pour  $r > 100\eta$  pourrait être compatible avec cette loi. Aux séparations intermédiaires pour lesquelles on a  $\langle \tau_r \rangle \propto r^{1/3}$ , les échelles temporelles impliquées sont inférieures à  $\sim 10\tau_\eta$ . Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, les statistiques lagrangiennes de la vitesse montrent pour ces échelles temporelles de très fortes déviations par rapport à K41 (voir, par exemple, [ABB<sup>+</sup>08]). Ce régime pourrait ainsi être associé à la très forte intermittence des statistiques lagrangiennes dans cette gamme d'échelles dissipatives intermédiaire, pour lesquelles les trajectoires de traceurs pourraient par exemple être piégées dans les filaments de vorticité [BBC<sup>+</sup>05]. Notons que sur la Fig. 4.8, nous avons utilisé les unités dissipatives pour normaliser les axes. Les valeurs de  $\eta$  et de  $\tau_\eta$  ont été estimées pour chaque valeur de  $\Phi_v$ . Nous reviendrons par la suite sur la façon dont cela a été effectué et sur leurs variations en fonction du nombre de grosses particules. Les variations de la constante sans dimension devant la loi en  $r^{1/3}$  montre une dépendance forte en  $\Phi_v$ . Ceci laisse penser de nouveau que ce comportement est associé à des statistiques fortement intermittentes, et dépend donc par exemple des grandes échelles.

Pour mieux comprendre ces variations, nous avons représenté sur la Fig. 4.9 les distributions de probabilité de  $\tau_r$  normalisées par leur moyenne pour les différentes fractions volumiques et quatre distances  $r$  représentatives. Pour quantifier cette diminution du temps  $\tau$  à une distance fixée en fonction de la fraction volumique de particules. On voit clairement que les densités de probabilité correspondant à différents  $\Phi_v$  ne se chevauchent pas pour  $r$  petit. Les distributions sont d'ailleurs proches d'une exponentielle, ce qui correspondrait à un temps d'attente  $\tau_r$  complètement aléatoire, ou en d'autres termes au fait que les   v  nements que nous suivons sont sans mémoire. Ceci signifie très certainement que la dépendance mesurée pour ces petites valeurs de  $r$  n'est liée qu'au bruit qui augmente avec le nombre de particules. Pour  $r \gtrsim \eta$ , les queues exponentielles semblent disparaître et les probabilités normalisées se chevauchent relativement bien. Ceci laisse penser que le bruit est de moins

### 4.3 Dispersion des traceurs

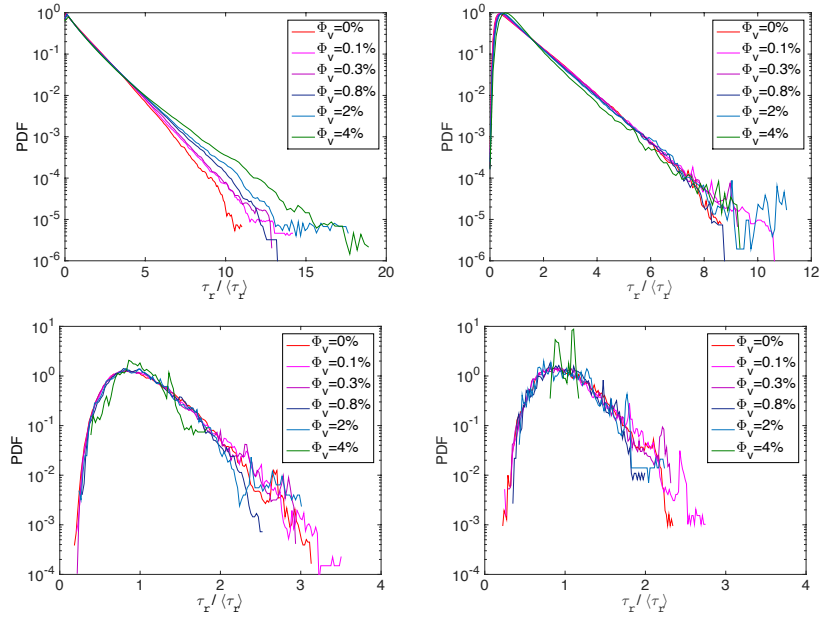


FIGURE 4.9 – Densités de probabilité des temps de déviation  $\tau_r$  des traceurs pour les différentes fractions volumiques de particules  $\Phi_v$  et pour  $r = 10^{-2}\eta$  (en haut à gauche),  $r = \eta$  (en haut à droite),  $r = 87\eta$  (en bas à gauche) et  $r = 168\eta$  (en bas à droite).

en moins important, mais que la physique joue ici un rôle dominant. Toutefois ces mesures ne permettent toujours pas de savoir si la dépendance en  $\Phi_v$  vient d'un changement du nombre de Reynolds de l'écoulement porteur ou bien de la présence des grosses particules.

Dans le cas où les particules joueraient un rôle important, il est clair qu'on s'attend à un comportement fortement modifié lorsque la distance de déviation  $r$  est de l'ordre du diamètre  $D_p$  des particules. Nous avons ainsi mesuré  $\langle \tau_{D_p} \rangle$  et regardé les déviations de cette quantité par rapport au cas sans particule. La figure 4.10 montre  $\langle \tau_{D_p} \rangle_0 / \tau_\eta(0) - \langle \tau_{D_p} \rangle_{\Phi_v} / \tau_\eta(\Phi_v)$  en fonction de  $\Phi_v$ . On remarque que ces déviations semblent augmenter avec le nombre de grosses particules comme  $\Phi_v^{1/2}$ . Nous n'avons toutefois pas trouvé d'explication pour cette loi. Aussi, comme nous le verrons par la suite, elle ne correspond pas à la façon dont les particules atténuent la turbulence.

Pour conclure cette analyse des temps de déviation au mouvement balistique, il est important de souligner qu'à notre connaissance, cette quantité n'avait jamais été mesurée. Il semble qu'elle soit assez sensible à l'intermittence lagrangienne aux échelles dissipatives intermédiaires, et donc qu'elle dépende assez fortement du nombre de Reynolds. Toutefois, nos données ne

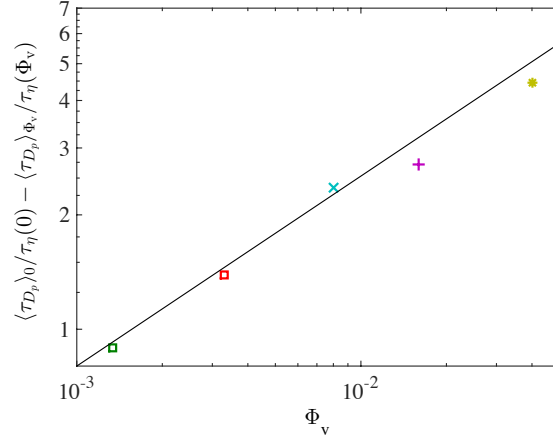


FIGURE 4.10 – Évolution de l'écart  $\langle \tau_{D_p} \rangle_0 - \langle \tau_{D_p} \rangle_{\Phi_v}$  entre les temps de déviation d'un traceur en fonction de la fraction volumique de particules  $\Phi_v$ .

permettent pas de déterminer si la dépendance en  $\Phi_v$  provient de cet effet, d'une augmentation du bruit dans nos mesures, ou bien de la présence même des particules. Une idée pour en savoir davantage consisterait à étudier les statistiques de  $\tau_r$  dans des écoulements sans particule, mais pour différents nombres de Reynolds.

## 4.4 Propriétés inertielles de la turbulence

Nous nous intéressons dans cette section aux effets induits par la présence des grosses particules sur les propriétés statistiques eulériennes et lagrangiennes de l'écoulement turbulent qui les transporte (pour plus de détails sur ces quantités, voir le Chapitre 1). Nous nous concentrons ici sur les échelles inertielles.

### 4.4.1 Fonctions de structure Eulériennes et taux de transfert d'énergie

La Fig. 4.11 montre les fonctions de structure d'ordre deux eulériennes longitudinales  $S_2^{\parallel}(r)$  (a) et transverses  $S_2^{\perp}(r)$  (b) pour les différentes fractions volumiques de particules considérées. On peut clairement voir sur ces différentes courbes une zone inertielle où  $S_2(r) \propto (\epsilon r)^{2/3}$  avec toutefois une dépendance en  $\Phi_v$ . On remarque que plus la fraction volumique de grosses particules augmente plus l'amplitude de la fonction de structure décroît. On observe un comportement similaire pour la fonction de structure longitudi-



#### 4.4 Propriétés inertielles de la turbulence

nale d'ordre trois (voir Fig. 4.12). Toutefois, comme nous l'avons déjà anti-

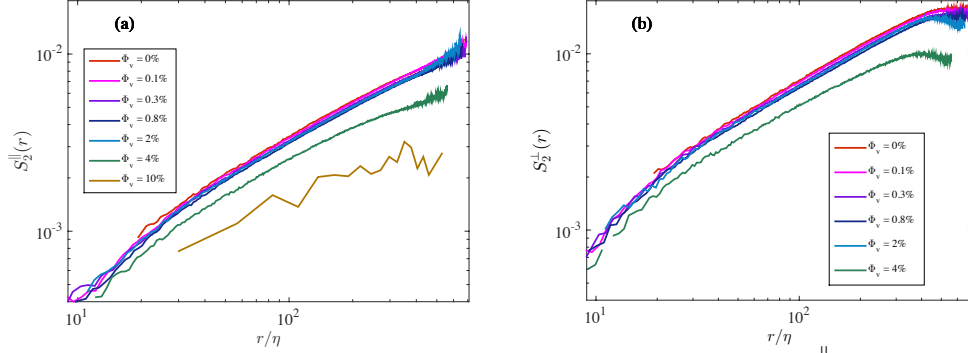


FIGURE 4.11 – Fonctions de structure eulérienne longitudinale  $S_2^{\parallel}(r)$  (a) et transverse  $S_2^{\perp}(r)$  (b) d'ordre deux (en  $m^2/s^2$ ) mesurées pour différentes fractions volumiques  $\Phi_v$  en fonction de la distance  $r$  en unités dissipatives.

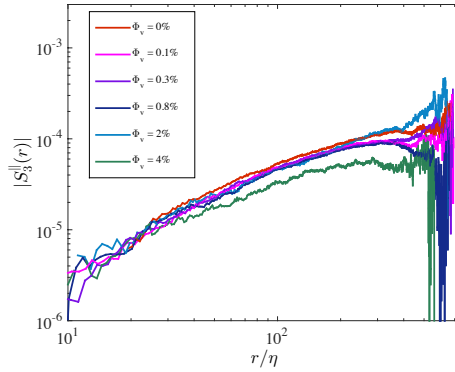


FIGURE 4.12 – Fonction de structure eulérienne longitudinale d'ordre trois  $S_3^{\parallel}(r)$  en unités dissipatives mesurées pour différentes fractions volumiques  $\Phi_v$ .

cipé dans la Sec. 4.2.2, le taux de dissipation d'énergie  $\epsilon$  dépend lui-même de la fraction volumique de grosses particules. Aussi,  $\epsilon$  entre dans le comportement des fonctions de structure aux échelles inertielles. Il est ainsi légitime de se demander si la dépendance apparente en fonction de  $\Phi_v$  ne pourrait pas être due aux variations de  $\epsilon$ . Nous avons estimé le taux de transfert de l'énergie cinétique turbulente en mesurant les fonctions de structure compensées  $\epsilon^{\parallel}(r) = \frac{1}{r} \left( \frac{S_2^{\parallel}(r)}{C_2} \right)^{3/2}$  et  $\epsilon^{\perp}(r) = \frac{1}{r} \left( \frac{3S_2^{\perp}(r)}{4C_2} \right)^{3/2}$  dans la zone inertielle.

Les figures 4.13(a) et (b) montrent les variations de ces taux locaux de trans-

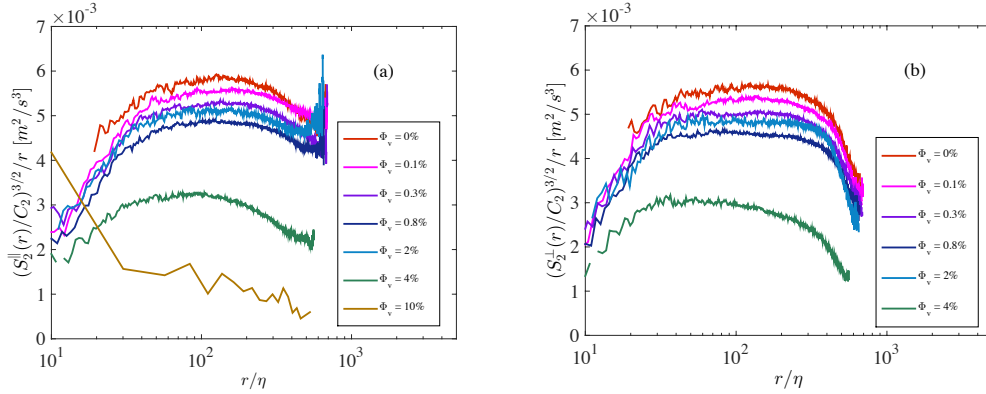


FIGURE 4.13 – Taux local de transfert de l'énergie cinétique turbulente calculé à partir des fonctions de structure eulériennes d'ordre deux compensées, longitudinales (a) et transverse (b) pour les différentes fractions volumiques  $\Phi_v$ . Nous avons ici utilisé pour la constante de Kolmogorov  $C_2 = 2.1$ .

fert en fonction de la séparation  $r$  pour les différentes fractions volumiques de grosses particules  $\Phi_v$ . Ces quantités montrent un plateau qui correspond à la gamme inertielle de la turbulence. La valeur atteinte pour ce plateau permet d'obtenir une estimation du taux moyen de dissipation. On peut facilement noter que les valeurs de ce taux obtenues à partir des fonctions de structures eulériennes d'ordre deux sont à peu près identiques pour le cas longitudinal et celui transverse, ce qui confirme l'isotropie des fluctuations turbulentes aux échelles inertielles. Aux échelles plus grandes, en dehors du plateau, on observe des déviations différentes dans les deux cas, ce qui est une signature de l'anisotropie de l'écoulement à grande échelle. Nous avons aussi utilisé la fonction de structure eulérienne longitudinale d'ordre trois et la loi des 4/5 pour estimer  $\epsilon$ . Comme le montre la Fig. 4.14, les données sont cette fois-ci bien plus bruitées. Aux fluctuations statistiques près, les valeurs du taux de transfert sont à peu près identiques à celles obtenues avec les fonctions de structure d'ordre deux. A noter que sur les Fig. 4.13(b) et (a), nous n'avons pas représenté les données associées à  $\Phi_v = 10\%$  qui sont trop bruitées. Elles montrent toutefois un comportement qualitatif similaire à celui de la Fig. 4.13(a).

Il est maintenant possible d'estimer la valeur du taux moyen  $\epsilon$  de transfert d'énergie cinétique en fonction de la fraction volumique de grosses particules. Les valeurs sont reportées dans la Tab. 4.2. Ce taux de transfert suit la même tendance que l'énergie cinétique turbulente et décroît en fonction de  $\Phi_v$ . La figure 4.14(b) montre que la l'écart  $\Delta\epsilon = 1 - \epsilon(\Phi_v)/\epsilon(0)$  est proportionnel à  $\Phi_v^{2/3}$ , comme déjà observé pour l'énergie cinétique turbulente. Il semble ainsi

#### 4.4 Propriétés inertielles de la turbulence

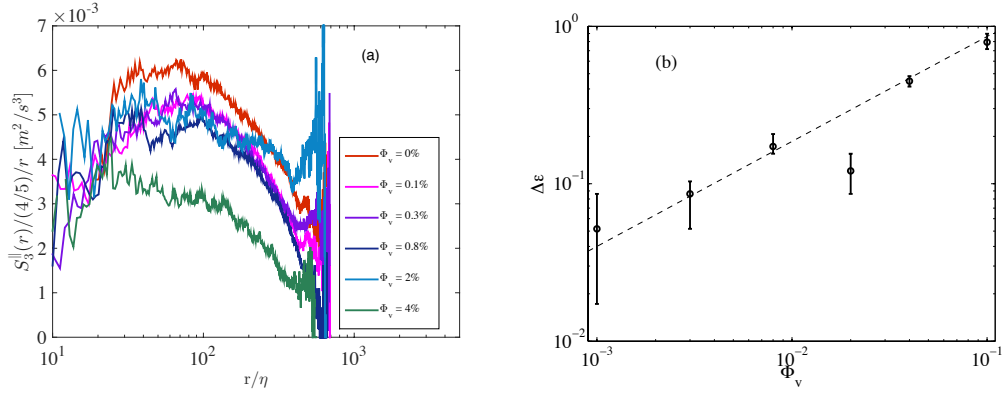


FIGURE 4.14 – (a) Taux de transfert de l'énergie cinétique turbulente calculé à partir de la fonction de structure eulérienne longitudinale d'ordre trois  $S_3^{\parallel}(r)$ . (b) Ecart du taux moyen de transfert moyen de l'énergie cinétique par rapport au cas sans particule  $\Delta\epsilon = 1 - \epsilon(\Phi_v)/\epsilon(0)$  en fonction de la fraction volumique  $\Phi_v$ ; La ligne en tirets est  $\Delta\epsilon = 3.75 \Phi_v^{2/3}$ ;  $\epsilon$  est ici estimé à partir de la fonction de structure longitudinale d'ordre deux.

que les mécanismes d'atténuation soient les mêmes pour ces deux quantités.

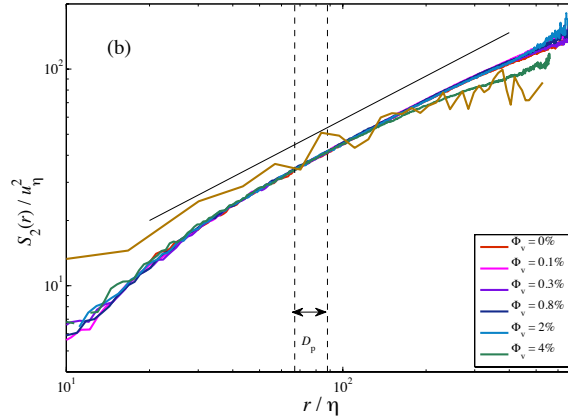


FIGURE 4.15 – Fonctions de structure eulérienne longitudinale d'ordre deux  $S_2^{\parallel}(r)$  en unités dissipatives mesurées pour différentes fractions volumiques  $\Phi_v$ ; la ligne correspond au comportement  $\propto r^{2/3}$ ; les deux traits en tirets montrent l'intervalle où se trouve le diamètre d'une particule une fois normalisé par  $\eta$ .

Pour détecter les effets des particules sur la forme des fonctions de structure, il convient de prendre en compte la dépendance de  $\epsilon$  en fonction de  $\Phi_v$  en représentant par exemple  $S_2^{\parallel}$  en unités associées aux échelles dissipatives. La figure 4.15 montre  $S_2^{\parallel}(r)/u_{\eta}^2$  en fonction de  $r/\eta$  pour les différentes valeurs

de  $\Phi_v$  et où  $\eta = \eta(\Phi_v) = \nu^{3/4}/\epsilon^{1/4}(\Phi_v)$  et  $u_\eta = u_\eta(\Phi_v) = \nu^{1/4}\epsilon^{1/4}(\Phi_v)$ . Une observation importante que l'on peut tirer de cette représentation des fonctions de structure est qu'elles ne semblent pas être affectées par la présence des grosses particules. Toutes les courbes, une fois représentées en unités dissipatives se superposent les unes sur les autres dans la gamme d'échelles inertielles. En particulier, pour les  $\Phi_v$  jusqu'à 10% aucun effet des grosses particules n'est observable sur les séparations de l'ordre de leur diamètre. Ces résultats semblent contredire les spectres obtenus dans les simulations numériques directes [TDPV04, YDCM10] qui montrent une augmentation de l'énergie contenue dans les échelles inférieures à la taille des particules et une diminution dans les grandes échelles. Cependant, ces spectres sont obtenus par une transformée de Fourier de tout le domaine comprenant aussi bien le fluide que les particules. Il n'est pas clair dans ces simulations si de tels effets sur les spectres sont inhérents à l'écoulement perturbé ou sont produits par le champ de vitesse des particules. Dans notre cas, l'utilisation de trajectoires lagrangiennes de traceurs permet d'isoler les statistiques du fluide de tels artefacts et suggère qu'il n'y a pas de modification intrinsèque de la structure eulérienne des incréments de vitesse induite par la présence des grosses particules.

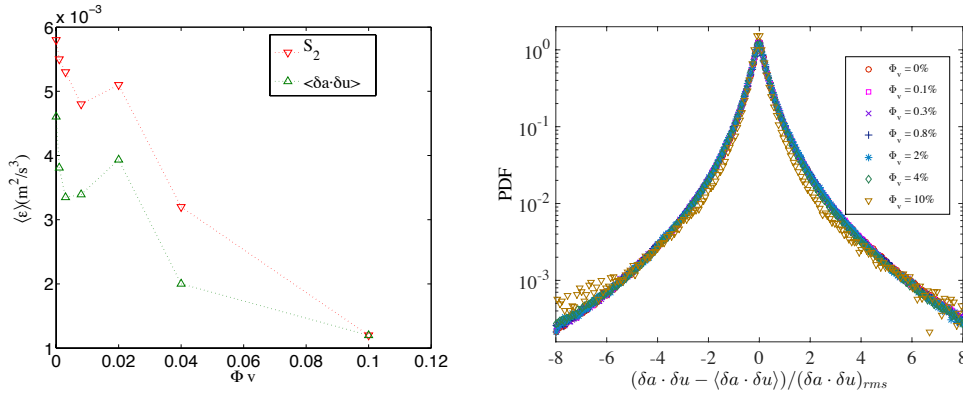


FIGURE 4.16 – (Gauche) Valeur moyenne du taux de transfert de l'énergie cinétique calculée à partir de  $\langle \delta a \cdot \delta u \rangle$  ( $\Delta$ ) et comparée à celle obtenue à partir des fonctions de structure eulériennes longitudinales d'ordre deux ( $\nabla$ ). (Droite) PDF du produit scalaire  $\delta a \cdot \delta u$ .

Pour confirmer nos résultats sur la mesure du taux moyen  $\epsilon$  de dissipation de l'énergie cinétique, nous avons utilisé une autre façon de l'estimer qui se base sur l'expression exacte introduite par Ott et Mann [OM00] (voir aussi [FGV01, Hil02a]). On a en effet  $\langle \delta a \cdot \delta u \rangle = -2\epsilon$  où  $\mathbf{a}$  est l'accélération du fluide et  $\mathbf{u}$  sa vitesse. Comme le montre la Fig. 4.16 (droite), les valeurs moyennes

de  $\epsilon$  calculées avec cette méthode sont compatibles à celles obtenues à partir des fonctions de structure d'ordre deux. Il semble que ces courbes diffèrent à une constante près. Ceci pourrait être dû à l'effet du filtrage sur l'accélération qui, comme nous l'avons vu précédemment, affecte fortement l'amplitude de l'accélération. Pour chaque paire de particules, il est possible de définir une puissance instantanée à partir du produit scalaire  $\delta a \cdot \delta u$ . La figure 4.16 représente les distributions de probabilité de cette quantité obtenues pour les différentes valeurs de la fraction volumique de grosses particules. Il est clair qu'aux fluctuations statistiques près, il n'y a pas de dépendance apparente en fonction de  $\Phi_v$ .

#### 4.4.2 Fonctions de structure lagrangiennes

Les statistiques de la vitesse le long des trajectoires de traceurs semblent également peu sensibles à la présence des grosses particules. La figure 4.17 montre les mesures des fonctions de structures lagrangiennes  $S_p^{\text{lag}} = \langle [u_i(t + \tau) - u_i(t)]^p \rangle$ , où  $u_i(t)$  désigne la  $i$ -ième composante de la vitesse mesurée le long d'une trajectoire d'un traceur. Les moyennes sont ici réalisées sur l'ensemble des trajectoires. À première vue, il semble qu'aussi bien pour  $p = 2$  que  $p = 4$ , les courbes ne se superposent pas aussi bien que dans le cas des statistiques euleriennes. Cependant, il est bien connu que les fonctions de structures lagrangiennes ont des propriétés très intermittentes et les écarts observés sont comparables à ceux connus quand on varie le nombre de Reynolds dans des écoulements monophasiques [BBC<sup>+</sup>08]. Nous avons effective-

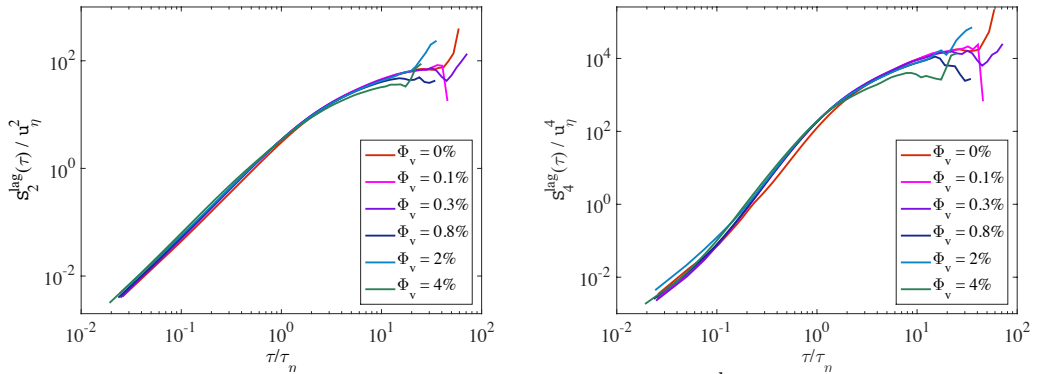


FIGURE 4.17 – Fonctions de structure lagrangiennes  $S_p^{\text{lag}}(\tau)$  d'ordre deux ( $p = 2$ , à gauche) et d'ordre quatre ( $p = 4$ , à droite) en unités dissipatives, mesurées pour différentes fractions volumiques  $\Phi_v$ .

ment vu précédemment (voir Tab. 4.1) que le nombre de Reynolds diminue quand la fraction volumique de grosses particules augmente :  $R_\lambda$  varie par

un facteur de plus de deux entre  $\Phi_v = 0$  et  $\Phi_v = 10\%$ . Toutefois, il est possible d’obtenir des résultats universels lorsqu’au lieu de regarder directement les fonctions de structure, on s’intéresse à leurs propriétés d’échelle obtenue par l’approche “extended self-similarity” [ABB<sup>+</sup>08] (voir Sec. 1.2.3). Il s’agit de mesurer la dérivée logarithmique des fonctions de structure lagrangiennes d’ordres élevés par rapport à celle d’ordre deux. La figure 4.18 représente  $(d \log S_4^{\text{lag}})/(d \log S_2^{\text{lag}})$  en fonction de  $\tau/\tau_\eta$ . On peut constater que pour toutes les fractions volumiques de grosses particules, les données se chevauchent relativement bien jusqu’à des séparations temporelles de l’ordre de  $\tau_\eta$ . Au-delà, les fluctuations statistiques sont comparables aux différences auxquelles on s’attend à cause des variations du nombre de Reynolds. Notons de nouveau que pour ces statistiques, nous n’avons pas représenté le cas  $\Phi_v = 10\%$  qui est bien trop bruité.

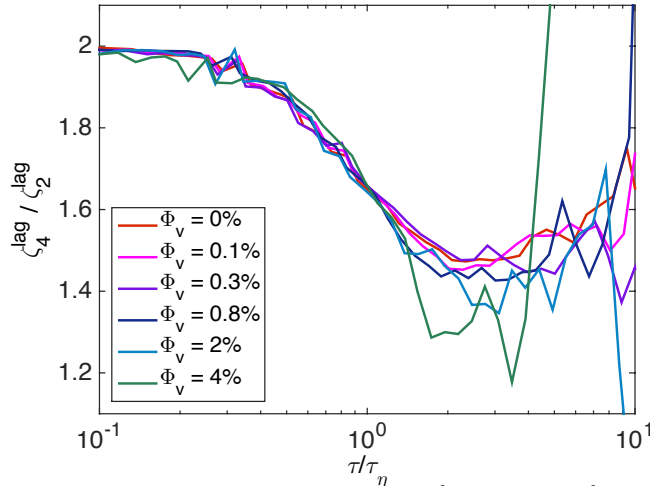


FIGURE 4.18 – Dérivée logarithmique  $(d \log S_4^{\text{lag}})/(d \log S_2^{\text{lag}})$  de la fonction de structure lagrangienne d’ordre quatre par rapport à celle d’ordre deux.

Ces résultats sur les fonctions de structure lagrangiennes laissent penser que les variations observées en fonction du nombre de grosses particules ne proviennent que des différences en nombre de Reynolds. Pour confirmer cette idée, nous nous intéressons dans la section suivante aux statistiques de l’accélération des traceurs. On sait en effet que pour des petites séparations temporelles, la fonction de structure lagrangienne d’ordre deux s’écrit  $S_2^{\text{lag}} \approx \tau^2 \langle a_i^2(t) \rangle$ , où  $a_i = du_i/dt$  désigne la  $i$ -ème composante de l’accélération d’un traceur. Il est bien connu en turbulence que la variance normalisée de l’accélération  $a_0 = \langle a_i^2(t) \rangle \tau_\eta^2 / u_\eta^2$  montre une forte dépendance en fonction du nombre de Reynolds (voir, par exemple, [YP89, Bor93, Hil02b, VLPA<sup>+</sup>02]).

## 4.5 Statistiques de l'accélération

Nous avons vu dans la section précédente que les propriétés de la turbulence ne semblent pas affectées par la présence des particules lorsqu'on s'intéresse aux grandes échelles inertielles. L'effet essentiel des particules porte sur les grandeurs globales, comme l'énergie cinétique turbulente  $u_{\text{rms}}^2$  contenue dans les grandes échelles de l'écoulement, le taux moyen de transfert de l'énergie  $\varepsilon$  qui est déterminé à partir des échelles inertielles, et aussi le nombre de Reynolds  $R_\lambda = u_{\text{rms}}^2 \sqrt{15}/(\nu\varepsilon)$  associé à ces deux quantités. Pour compléter le spectre de nos résultats, nous nous intéressons ici aux propriétés de la turbulence aux petites échelles. Les mesures que nous avons effectuées ne nous donnent pas accès aux gradients spatiaux du champ de vitesse, vu la faible résolution spatiale induite par l'utilisation de méthodes de suivi lagrangien. En revanche, nous disposons d'une résolution temporelle suffisante pour mesurer les statistiques de l'accélération du fluide.

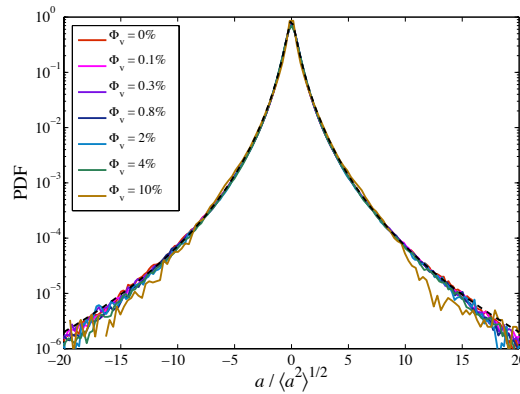


FIGURE 4.19 – Densité de probabilité des composantes de l'accélération normalisée pour différentes fractions volumiques  $\Phi_v$ , comme indiqué; la ligne en tirets noirs est la forme approximative obtenue en supposant que les amplitudes de l'accélération sont log-normales[MCB04].

Une première mesure que nous avons effectuée concerne la distribution de l'accélération. La figure 4.19 montre les densités de probabilité des composantes  $a_i$  de l'accélération normalisées par leurs moments d'ordre deux respectifs. Les différentes courbes semblent raisonnablement bien se superposer jusque dans les queues où l'on observe des écarts légers. Ceux-ci pourraient correspondre aux variations des nombres de Reynolds en fonction de la fraction volumique  $\Phi_v$ . Ces résultats semblent de nouveau indiquer que la distribution d'accélération n'est pas affectée par la présence des grosses particules.

Nous avons ensuite mesuré la corrélation temporelle  $\langle a_i(t)a_i(t + \tau) \rangle$  de l'accélération pour les différentes fractions volumiques  $\Phi_v$  de grosses particules. La figure 4.20 (a) montre cette quantité brute, sans qu'elle soit normalisée. On constate que l'amplitude des corrélations diminue quand  $\Phi_v$  augmente. La majeure partie de ces variations est due à la dépendance de la variance de l'accélération en fonction de  $R_\lambda$ , et donc de  $\Phi_v$ . Pour nous faire une meilleure idée, nous avons normalisé ces corrélations par leurs variances. La figure 4.20 (b) montre la fonction d'autocorrélation des composantes de l'accélération. On peut observer deux régimes : aux échelles dissipatives (i.e.  $\tau \lesssim \tau_\eta$ ), les autocorrélations semblent se superposer jusqu'à  $\Phi_v = 2\%$  ; pour des fractions volumiques plus grandes, l'autocorrélation diminue en fonction de  $\Phi_v$ . Aux échelles de temps inertielles, les autocorrélations se superposent les unes aux autres. Il semble que les écarts observés aux temps dissipatifs soient en fait un artefact dû au filtrage des données. Nous avons effectivement vu dans la Sec. 4.2.1 que la variance de l'accélération est très sensible à la taille du filtre utilisée pour la mesurer. Pour l'estimer de façon plus réaliste, il convient ainsi d'effectuer une analyse un peu plus poussée des données.

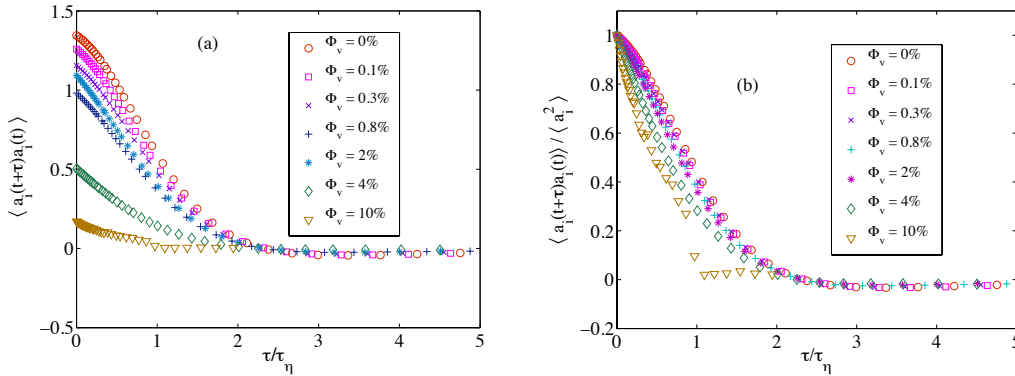


FIGURE 4.20 – (a) Autocorrélation temporelle des composantes de l'accélération pour les mêmes valeurs de la fraction volumique  $\Phi_v$ . (b) même quantité normalisée par la variance  $\langle a_i^2 \rangle$ .

Pour mesurer  $\langle a_i^2 \rangle$ , nous avons commencé par reprendre la méthode de Voth *et al.* [VLPA<sup>+</sup>02] consistant à interpoler la valeur mesurée de la variance dans l'asymptotique où la taille du filtre tend vers zéro. Les valeurs résultantes de  $a_0 = \langle a_i^2 \rangle \nu^{1/2} / \varepsilon^{3/2}$  sont représentées par des croix noires sur la Fig. 4.21 (gauche) en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement. Ces mesures semblent montrer que la variance de l'accélération décroît en fonction du nombre de Reynolds, alors que l'on s'attend en principe à l'inverse. Nous nous sommes en fait convaincu que cette technique n'est pas adaptée aux plus grandes valeurs de  $\Phi_v$  pour lesquelles le niveau de bruit



## 4.5 Statistiques de l'accélération

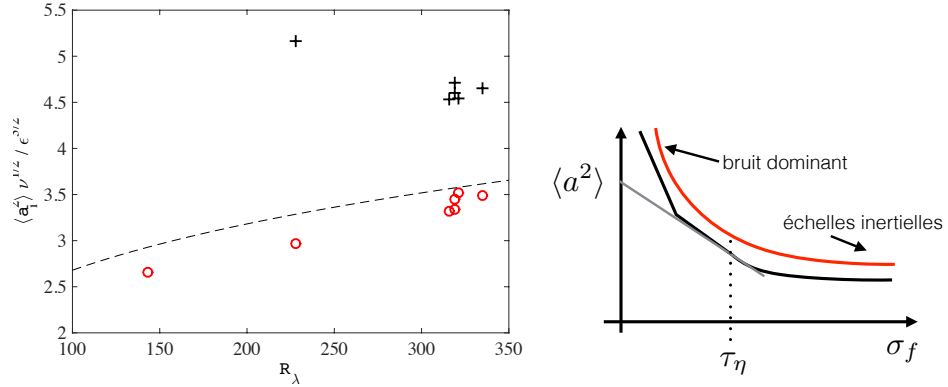


FIGURE 4.21 – (Gauche) variance normalisée de l'accélération en fonction du nombre de Reynolds  $R_\lambda$ ; chaque symbole représente une mesure différente. Les croix correspondent à une estimation basée sur l'interpolation pour une taille de filtre nulle; les cercles sont les données obtenues à partir des corrélations temporelles (voir texte). La ligne en tirets est l'approximation proposée par Hill [Hil02b]. (Droite) représentation schématique de la variance mesurée de l'accélération en fonction de la taille du filtre  $\sigma_f$ . La courbe noire correspond à une situation où il y a une zone claire aux échelles dissipatives depuis laquelle il est possible d'extrapoler la valeur de  $\langle a^2 \rangle$  à  $\sigma_f = 0$ . La courbe rouge illustre le cas où une telle interpolation n'est pas bien définie; le bruit est dominant jusqu'à des tailles de filtre aux échelles inertielles.

est trop important. Comme cela est illustré par la Fig. 4.21 (droite), lorsque  $\Phi_v$  est grand, le bruit domine la variance de l'accélération jusqu'à des tailles inertielles. Il n'y a pas de régime intermédiaire aux échelles dissipatives pour lequel un comportement clair permet d'extrapoler jusqu'à une taille de filtre nulle.

Pour pallier à ce problème, nous avons conçu et utilisé au cours de ces travaux une autre technique pour estimer la variance de l'accélération. Elle consiste à travailler avec les corrélations temporelles  $\langle a_i(t)a_i(t + \tau) \rangle$ . L'idée est de travailler de façon relative en se basant sur une mesure pour laquelle les corrélations sont bien estimées. Dans notre cas, il s'agit de l'écoulement sans particule  $\Phi_v = 0$ . On impose alors que toutes les autocorrélations prennent la même valeur que ce cas de référence pour une séparation temporelle  $\tau$  donnée. Nous avons choisi dans notre cas  $\tau = 0.8\tau_\eta$ . Le facteur multiplicatif qui résulte de cette contrainte donne une estimation du rapport entre les différentes variances et celle mesurée dans le cas de référence. Les résultats obtenus par cette technique sont représentés par des cercles rouges sur la Fig. 4.21 (gauche). Cette fois-ci, on observe clairement une décroissance de

$a_0$  quand  $\Phi_v$  augmente. Aussi, il semble que celle-ci puisse s'expliquer pour l'essentiel par les variations du nombre de Reynolds. On voit effectivement sur la figure que les mesures sont assez proches de la ligne correspondant à la prediction de Hill [Hil02b] pour  $a_0(R_\lambda)$ . Les petites déviations observées pourraient être soit dues à l'inadéquation de la prediction analytique pour les valeurs modérées du nombre de Reynolds, soit à des erreurs de mesures. Nous avons réfléchi à plusieurs méthodes pour estimer ces dernières, mais aucune ne nous a donné de résultat acceptable qui nous aurait permis de mettre des barres d'erreurs sur nos mesures. Par exemple, un changement de la valeur de  $\tau$  pour laquelle nous imposons l'autocorrélation n'affecte que très peu l'estimation de  $\langle a_i^2 \rangle$ .

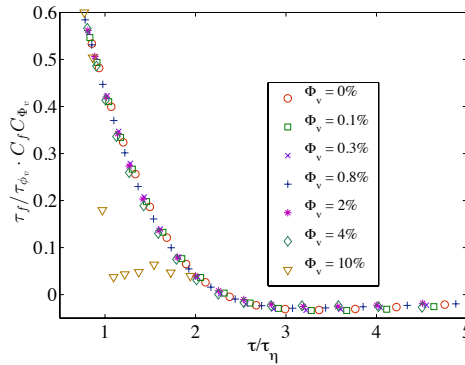


FIGURE 4.22 – Autocorrélations temporelles des composantes de l'accélération pour les différentes valeurs de la fraction volumique  $\Phi_v$ , pincées en  $\tau = 0.8\tau_\eta$ .

Les autocorrélations temporelles de l'accélération obtenues par cette méthode de "pincement des courbes" en  $\tau = 0.8\tau_\eta$  sont représentées sur la Fig. 4.22. On y voit qu'elles ne sont pas trop affectées par la présence des grosses particules, aussi bien aux échelles dissipatives qu'aux séparations temporelles plus grandes. En particulier, toutes les courbes passent par zéro en  $\tau \approx 2.1\tau_\eta$ ; ce résultat est bien connu dans les écoulements turbulents (voir par exemple [YP89]). Aux temps plus longs, elles sont négatives et se rapprochent toutes à la même vitesse de zéro. De nouveau, le cas  $\Phi_v = 10\%$  est assez bruité pour  $\tau$  de l'ordre de  $\tau_\eta$ . Le chevauchement de toutes ces courbes pour les différentes valeurs de  $\Phi_v$  confirme a posteriori la pertinence de la méthode que nous avons utilisée pour estimer la variance de l'accélération.

## 4.6 Une possible transition de phase dans l'écoulement moyen ?

D'une part, nous avons vu précédemment que les quantités globales mesurant le niveau de turbulence de l'écoulement (comme l'énergie cinétique ou le taux moyen de transfert) sont réduites comme  $\Phi_v^{2/3}$  par la présence des grosses particules. D'autre part, nous avons obtenu de l'évidence que les propriétés turbulentes fines, aussi bien aux échelles inertielles que dissipatives (par exemple les fonctions de structure, la distribution d'accélération) sont quant à elles inchangées lorsque l'écoulement est chargé. Dans tous les cas, ces quantités sont associées aux fluctuations turbulentes pour lesquelles on a soustrait l'écoulement moyen. Dans cette section, nous nous intéressons à la façon dont ce dernier est affecté par la présence des grosses particules.

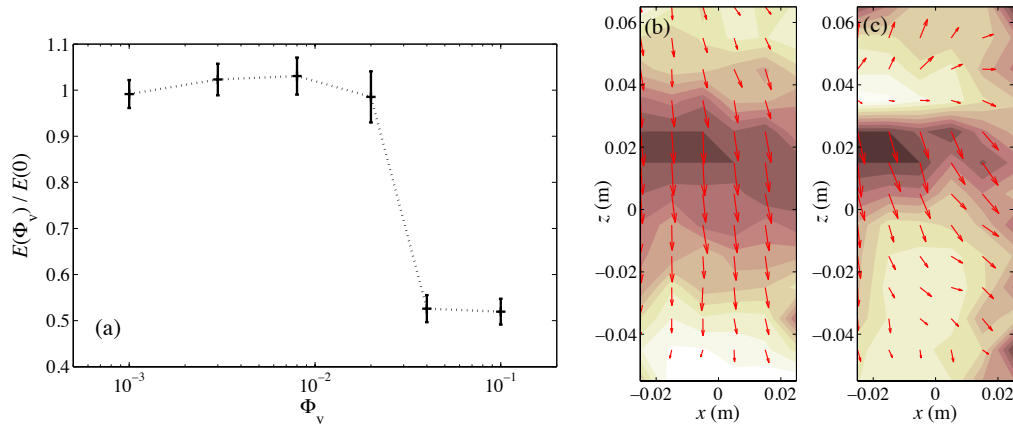


FIGURE 4.23 – (a) Énergie cinétique  $E(\Phi_v)$  de l'écoulement moyen contenue dans un volume prescrit en fonction de la fraction volumique de grosses particules. (b) et (c) Coupes de l'écoulement moyen dans un plan du volume de mesure pour  $\Phi_v = 0.8\%$  et  $4\%$ , respectivement. La couleur en arrière-plan montre le module carré de la vitesse (normalisée dans chaque cas par sa valeur moyenne, les valeurs augmentent de la couleur blanche à noire) et les flèches montrent les composantes  $(x, z)$  du champ de vitesse.

Pour quantifier de possibles variations de l'écoulement moyen, nous avons commencé par calculer son énergie cinétique  $E(\Phi_v) = \int |\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle|^2 d^3x$  où l'intégrale spatiale est sur un sous-ensemble situé vers le centre du domaine de mesure. La figure 4.23(a) montre le rapport  $E(\Phi_v)/E(0)$  en fonction de la fraction volumique  $\Phi_v$  de grosses particules. On voit que l'énergie contenue dans l'écoulement moyen varie très peu et reste presque constante jusqu'à  $\Phi_v \approx 3\%$  où elle diminue abruptement. Au-delà de cette valeur critique, il

semble que l'écoulement moyen ait changé d'état. Il contient alors approximativement deux fois moins d'énergie. La valeur de la fraction volumique pour laquelle on pense que la transition ait lieu correspond à une densité telle que la distance moyenne typique entre particules devient plus petite que leur diamètre  $D_p$ . On a justement vu précédemment (cf. par exemple Sec. 2.2.2) que l'influence des particules sur le fluide se faisait justement sur des distances de l'ordre de  $D_p$ . Pour  $\Phi_v \gtrsim 3\%$ , toutes les particules sentent nécessairement la présence de leurs voisines à travers les modifications de l'écoulement.

La variation abrupte de cette quantité globale associée à l'écoulement moyen est accompagnée d'un changement de sa géométrie. On peut en effet observer sur la droite de la Fig. 4.23 que la distribution spatiale de l'énergie et la structure des composantes  $(x, z)$  de l'écoulement moyen changent de façon drastique entre  $\Phi_v = 0.8\%$  (b) et  $4\%$  (c) (dans les deux cas, elles sont représentées dans la même coupe du volume de mesure). Il semble ainsi qu'en plus de l'énergie contenue dans l'écoulement moyen, les structures fines et la direction de ce dernier soient également modifiées. Les mesures représentées sur la Fig. 4.23(b) sont représentatives de toutes les fractions volumiques inférieures ou égales à  $0.8\%$ , tandis que celles de la Fig. 4.23 (c) sont similaires à ce qui est observé jusqu'à  $\Phi_v = 10\%$ . Dans le cas particulier  $\Phi_v = 2\%$ , la moyenne temporelle de l'écoulement est très différente de ces deux états obtenus aux plus grandes ou aux plus petites fractions volumiques. Cependant, nous suspectons qu'une telle moyenne ne soit pas pertinente. En effet, nos résultats semblent indiquer que l'écoulement moyen ne soit pas stationnaire. Plusieurs films montrent notamment des déviations très importantes par rapport à la moyenne. Malheureusement, notre expérience a été conçue pour mettre l'accent sur les propriétés fines de la turbulence aux petites échelles et il est donc difficile, à partir de nos données, de mesurer avec précision les variations des grandes échelles. Une meilleure compréhension de ce qui se passe pour cette fraction volumique spécifique nécessiterait de compléter nos mesures en se focalisant cette fois-ci sur les grandes échelles. Cela nous permettrait aussi d'étudier avec plus de précision une possible transition de phase pour  $\Phi_v$  de l'ordre de quelques pourcents.

#### *4.6 Une possible transition de phase dans l'écoulement moyen ?*

---

# Chapitre 5

## Résumé et perspectives

Dans ce travail de thèse, je me suis intéressé aux propriétés de particules sphériques de taille finie et de flottabilité nulle suspendues dans des écoulements turbulents. D'une part, des simulations numériques directes m'ont permis d'étudier leur dynamique individuelle. D'autre part, j'ai utilisé des mesures expérimentales pour comprendre les effets collectifs de telles particules sur l'écoulement.

Pour étudier le mouvement d'une particule isolée, on a choisi trois diamètres de particules :  $D_p = 17\eta$ ,  $D_p = 34\eta$  et  $D_p = 67\eta$  ( $\eta$  désignant l'échelle dissipative de Kolmogorov). Trois simulations numériques directes distinctes ont ainsi été effectuées avec  $1024^3$  points de grille dans un domaine cubique périodique. L'écoulement est maintenu dans un régime turbulent (avec  $R_\lambda \approx 160$ ) par un forçage aux grandes échelles. Chaque cas contient une seule grosse particule sphérique libre de se déplacer dans le domaine. Le mouvement du fluide est décrit par les équations de Navier-Stokes tandis que le mouvement de la particule (translation et rotation) est calculé en utilisant les équations de Newton. Les forces de pression et de viscosité exercées par le fluide sur la particule ainsi que la condition de non-glissement du fluide à la surface de la particule ont été imposées par la méthode des frontières immergées (immersed boundary method). Les équations ont été résolues en utilisant une méthode pseudo-spectrale classique et une évolution temporelle Runge-Kutta d'ordre trois. Pour valider les résultats de ces simulations numériques directes, nous avons d'abord étudié les statistiques de la vitesse de translation  $\mathbf{V}_p$  et de rotation  $\boldsymbol{\omega}_p$  de la particule. Ces études ont montré que les PDFs des fluctuations des composantes de la vitesse de translation et de rotation de la particule normalisées par leur écart-type sont proches d'une gaussienne. Ce qui confirme que ces vitesses sont bien comparables aux fluctuations de la vitesse du fluide à grande échelle, comme cela avait déjà été observé dans [ZGB<sup>+</sup>11]. Une comparaison

---

des fluctuations  $u_{\text{rms}}$  typiques de la vitesse du fluide à celles de la vitesse de translation des particules montre que ces dernières diminuent quand la taille de la particule augmente. Les déviations de la vitesse des particules sont compatibles avec un comportement  $\propto (D_p/\eta)^{2/3}$ , comme déjà observé dans [HB10] et prédit par l'analyse dimensionnelle Kolmogorov 1941. Cependant les déviations que nous avons observées sont bien plus grandes que celles mesurées dans [VCLP11]. Ces différences peuvent être expliquées partiellement par la différence des nombres de Reynolds (dans leur cas,  $R_\lambda = 800\text{--}1000$  et dans le nôtre,  $R_\lambda \approx 160$ ) ou bien alors par l'anisotropie dans leur écoulement.

La distribution des composantes de la vitesse de rotation des particules normalisées par leur écart-type semble indépendante (aux fluctuations statistiques près) de leur taille. Quand la taille de la particule augmente, d'une part ces écarts-types diminuent et d'autre part semblent se rapprocher du temps de retournement à grande échelle. De telles observations sont compatibles avec celles effectuées dans [ZGB<sup>+</sup>11]. Nos mesures numériques donnent un coefficient d'aplatissement d'environ quatre, cette valeur est comparable à celle obtenue expérimentalement dans [ZGB<sup>+</sup>11]. Une mesure des composantes de l'accélération des particules montre que leurs fluctuations sont plus fortes qu'une distribution gaussienne. Toutefois, nous avons observé que les queues de ces distributions sont moins développées que celles de l'accélération des traceurs du fluide et ne montrent pas une dépendance claire en fonction du diamètre des particules. Une comparaison des écarts-types de l'accélération des traceurs du fluide à ceux des particules montre que ces derniers diminuent quand la taille des particules augmente. L'analyse dimensionnelle prédit que l'écart-type des fluctuations de l'accélération devrait décroître, aux grands nombres de Reynolds, comme  $D_p^{-1/3}$ . Ceci a été confirmé par les résultats expérimentaux de Qureshi *et al.* [QBB<sup>+</sup>07] ou de Volk *et al.* [VCLP11]. Toutefois, pour nos mesures, l'écart-type de l'accélération varie comme  $D_p^{-2/3}$  ce qui peut être expliqué par le fait que notre nombre de Reynolds n'est pas suffisamment élevé.

Une fois validées, ces données numériques nous ont permis de tester, dans un premier temps, deux définitions possibles de la vitesse relative de la particule par rapport au fluide porteur. Ces deux possibilités sont basées, l'une, sur la vitesse de translation instantanée de la particule et l'autre, sur la vitesse moyenne du fluide calculée sur différentes coquilles situées à la distance  $r$  de la surface de la particule. Nous avons finalement proposé et retenu une autre définition possible de cette direction qui est elle basée sur le flux de masse de fluide entrant en amont de ces coquilles. Nous avons pu vérifier la validité de notre définition en calculant la corrélation entre la force exercée

par le fluide sur la particule et la direction de glissement. Ces résultats ont montré trois régimes : dans la couche limite c'est la particule qui impose la dynamique alors qu'à très grande échelle, c'est l'écoulement du fluide qui s'impose. Entre les deux asymptotiques, nous avons noté une synchronisation entre la force et la direction du glissement. La définition de la direction de glissement nous a successivement permis de représenter le profil de vitesse moyen autour de la particule, de définir et mesurer une amplitude pour la vitesse de glissement et enfin d'estimer un nombre de Reynolds particulaire qui augmente avec  $D_p$ .

L'étape suivante a été consacrée à l'étude de l'influence de la présence d'une grosse particule à flottabilité nulle sur les propriétés de l'écoulement turbulent environnant. Ces résultats ont montré que la particule agit en filtrant les petites échelles de la turbulence, diminuant ainsi le taux de dissipation d'énergie cinétique dans son sillage. L'influence de la particule sur le fluide porteur est observable sur des distances comparables à son diamètre. Partant d'outils similaires à ceux utilisés pour les écoulements de paroi, nous avons analysé les fluctuations de la vitesse dans la direction transverse à la surface de la particule. Nos résultats ont montré la présence de différentes sous-couches visqueuses en particulier une sous-couche logarithmique qui augmente avec la taille de la particule. Il pourrait être intéressant de confirmer de telles observations numériques avec des mesures expérimentales où l'on pourrait avoir simultanément accès aux mouvements de la particule et à ceux du fluide. Une idée pourrait être d'utiliser la technique de suivi lagrangien développée dans [KGBB12].

J'ai la conviction que les travaux que j'ai effectués sur de tels aspects apporteront une contribution à la compréhension de la dynamique d'impuretés transportées par un écoulement turbulent. En effet, il est bien connu qu'une des premières étapes dans la dérivation d'une équation pour modéliser la dynamique d'une grosse particule est la définition de sa vitesse de glissement par rapport au fluide porteur, ce qui est au centre de ce travail. Aussi, la définition du rayon d'influence et la caractérisation de la couche limite d'une particule trouvent des applications dans plusieurs domaines impliquant le transport d'objets dans des écoulements turbulents. Une connaissance du rayon d'influence permet par exemple de définir, caractériser et mesurer l'effet des particules sur l'écoulement porteur. La démarche que nous avons proposée ici apporte ainsi de nouvelles idées pour développer des modèles. On pourrait par exemple imaginer d'approcher la dynamique des particules par celles de sphères passives dont le diamètre est de l'ordre de  $3D_p$ . À cette échelle, il serait légitime, d'une part, de négliger les perturbations du fluide et, d'autre part, de construire une approximation pour les forces agissant sur la particule à partir de la vitesse de glissement définie sur une telle



---

sphère. Le développement d'un tel modèle serait notamment intéressant pour comprendre la dynamique d'une phase dispersée dans des écoulements complexes, proches des applications, sans toutefois avoir à intégrer les équations de Navier–Stokes avec les bonnes conditions de bord à la surface de chaque particule. Il reste néanmoins quelques questions et mécanismes à comprendre avant d'arriver à de telles fins. Il est par exemple nécessaire d'étudier de façon plus approfondie les corrélations entre les différentes composantes de la force (traînée et portance, contributions de la viscosité et de la pression) et la direction de glissement afin de construire un modèle opérationnel. Aussi, il est indispensable de compléter l'étude numérique que j'ai effectuée pour, d'une part, comprendre les effets de densité et, d'autre part les effets de forme des particules. Dans la plupart des applications, les particules ne sont pas de flottabilité nulle. Elles ressentent ainsi la poussée d'Archimède et ont une inertie plus importante que dans le cas que j'ai considéré. Pour les particules plus lourdes que le fluide, l'influence de leur taille finie sur leur vitesse de sédimentation reste mal comprise. Pour des particules ponctuelles, on sait qu'elles ont tendance à se concentrer dans les zones descendantes de l'écoulement, de telle sorte que la turbulence a tendance à accélérer leur sédimentation. Cet effet ne semble pas uniforme en fonction de la taille de la particule. Les simulations numériques de [ARWG08] utilisant une traînée non linéaire pour les particules de grosses tailles montrent que la sédimentation est diminuée par la turbulence lorsque le diamètre est grand. Cette diminution reste mal comprise et pourrait être étudiée dans nos simulations numériques.

Le second volet de ma thèse a consisté à étudier les effets collectifs induits par plusieurs grosses particules pour notamment m'attaquer à des questions liées à la modulation de la turbulence par la phase dispersée. Pour comprendre les mécanismes intervenant dans ce problème, j'ai réalisé des mesures expérimentales dans un écoulement de von Kármán, où la turbulence ( $R_\lambda \approx 300$  sans grosses particules) est générée par la contra-rotation de deux hélices submergées dans l'eau. Les grosses particules, de flottabilité nulle, sont des polymères super-absorbants qui ont quasiment le même indice optique que l'eau. Ceci nous a permis d'effectuer des mesures par suivi lagrangien de traceurs sans être trop affectés ni gênés lorsque l'on varie la fraction volumique  $\Phi_v$  de grosses particules. Nous avons montré avec surprise que les grosses particules n'ont aucune influence sur les propriétés fines de l'écoulement turbulent. En particulier, les fonctions de structures eulériennes d'ordre deux calculées avec les incréments de vitesses de l'écoulement avec grosses particules se superposent une fois normalisées à celles sans particules. Les distributions de probabilité des composantes de l'accélération normalisées par leur écart-types vont dans le même sens. Les seuls effets collectifs que nous

avons mis en évidence sont une diminution continue de l'énergie cinétique turbulente et du taux moyen de transfert  $\epsilon$  d'énergie lorsque l'on augmente la fraction volumique de particules tout en maintenant constante la fréquence de rotation des hélices. Nos mesures ont montré que l'écart  $\Delta\epsilon = 1 - \epsilon(\Phi_v)/\epsilon(0)$  est proportionnel à  $\Phi_v^{2/3}$ . Cette loi est aussi observée pour l'énergie cinétique turbulente. Elle suggère, d'une part, que les effets collectifs des grosses particules ne sont pas linéaires avec la fraction volumique et d'autre part, que seulement une partie des particules entre en jeu dans l'atténuation de la turbulence. Cette loi de puissance peut être comprise comme si ces particules actives étaient localisées sur une surface au lieu de l'ensemble du volume de l'écoulement. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 4, il existe au moins deux explications possibles pour cette loi. La première est que seules les particules situées dans des agrégats agissent sur l'écoulement. Ces agrégats pourraient se former dans des régions spécifiques de l'écoulement où les particules ont plus de chance de se situer (de telles inhomogénéités ont été par exemple observées dans [MZ<sup>+</sup>14]). Toutefois, nous n'avons pas pu confirmer la présence de tels agrégats à partir de nos mesures. La seconde possibilité est liée au fait que les particules situées dans la périphérie de l'expérience puissent agir comme des sortes de boucliers qui empêchent l'énergie cinétique turbulente d'atteindre le cœur de l'écoulement. Nous n'avons pas pu tirer de conclusion claire qui aurait pu discriminer l'un ou l'autre de ces scénarios. Pour compléter notre étude, il serait intéressant de réaliser des mesures qui se focaliseraient sur les inhomogénéités de l'écoulement, ainsi que sur la distribution spatiale des grosses particules.

Une autre observation importante dans nos mesures est que l'écoulement moyen semble affecté par la présence des grosses particules. En effet, nos résultats ont montré qu'il existe peut-être une transition de phase (associée à une diminution brutale de l'énergie et à un changement de direction et de structure fine de l'écoulement moyen) autour de la fraction volumique  $\approx 3\%$ . D'après nos analyses, cette transition serait un effet collectif dû au fait qu'au-delà de cette fraction volumique critique, les particules ne sont plus isolées mais commencent à sentir la présence des autres. La distance qui sépare leurs surfaces devient dans ce cas inférieure à leur diamètre, ce qui signifie qu'elles se situent dans le rayon d'influence les unes des autres. Une étape supplémentaire pour confirmer ces résultats serait de nouveau d'étudier en détail les grandes échelles de l'écoulement turbulent pour reconstruire de manière précise les inhomogénéités de l'écoulement moyen.

Ces travaux de thèse n'ont certes pas répondu à toutes les questions liées à la dynamique de grosses particules dans un écoulement turbulent. Toutefois les résultats obtenus apportent quelques contributions qui, je l'espère,

---

ouvriront de nouvelles voies pour l'étude de ce problème. D'un côté, nous proposons une solution à un des problèmes clés dans la compréhension de la dynamique d'une particule isolée. La définition d'une vitesse de glissement devrait en principe permettre de faire un grand pas vers le développement et la validation de modèles pour le mouvement de particules de tailles finies. En ce qui concerne les effets collectifs des particules sur l'écoulement, nos résultats sur l'atténuation de la turbulence permettront de mieux comprendre l'effet d'une phase dispersée dans plusieurs problèmes physiques et applications industrielles. Il reste toutefois des questions en suspens. Par exemple, de telles particules forment-elles des agrégats, même si leur densité est la même que le fluide ? Si c'est le cas, quelles sont la taille, la durée de vie, la dynamique de tels amas de particules ? À quel point influencent-ils la dynamique de l'écoulement porteur ? Dans les prochaines années, en utilisant les compétences que j'ai acquises pendant cette thèse, je compte poursuivre mes travaux de recherche en tentant d'apporter des réponses à de telles questions.

# Bibliographie

- [AAK71] Y. Abdel-Aziz and H.M. Karara. Direct linear transformation into object space coordinates in close-range photogrammetry, in proc. symp. close-range photogrammetry. *Urbana-Champaign*, pages 1–18, 1971.
- [ABB<sup>+</sup>96] A. Arneodo, C. Baudet, F. Belin, R. Benzi, B. Castaing, B. and Chabaud, R. Chavarria, S. Ciliberto, R. Camussi, F. Chilla, et al. Structure functions in turbulence, in various flow configurations, at reynolds number between 30 and 5000, using extended self-similarity. *EPL (Europhys. Lett.)*, 34(6) :411, 1996.
- [ABB<sup>+</sup>08] A. Arnéodo, R. Benzi, J. Berg, L. Biferale, E. Bodenschatz, A. Busse, E. Calzavarini, B. Castaing, M. Cencini, L. Chevillard, et al. Universal intermittent properties of particle trajectories in highly turbulent flows. *Phys. Rev. Lett.*, 100(25) :254504, 2008.
- [ACHL02] A. Aliseda, A. Cartellier, F. Hainaux, and J.C. Lasheras. Effect of preferential concentration on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 468 :77–105, 2002.
- [AGC<sup>+</sup>06] S. Ayyalasomayajula, A. Gylfason, L.R. Collins, E. Bodenschatz, and Z. Warhaft. Lagrangian measurements of inertial particle accelerations in grid generated wind tunnel turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 97(14) :144507, 2006.
- [ARWG08] O. Ayala, B. Rosa, L.P. Wang, and W.W. Grabowski. Effects of turbulence on the geometric collision rate of sedimenting droplets. part 1. results from direct numerical simulation. *New J. Phys.*, 10(7) :075015, 2008.
- [AWC08] S. Ayyalasomayajula, Z. Warhaft, and L.R. Collins. Modeling inertial particle acceleration statistics in isotropic turbulence. *Phys. Fluids (1994-present)*, 20(9) :095104, 2008.

- [Bas88] A.B. Basset. *Treatise on hydrodynamics 2*. Cambridge : Deighton, Bell and Co., 1888.
- [BB95] S.J. Bennett and J.L. Best. Mean flow and turbulence structure over fixed, two-dimensional dunes : implications for sediment transport and bedform stability. *Sedimentology*, 42(3) :491–513, 1995.
- [BB03] P. Bagchi and S. Balachandar. Effect of turbulence on the drag and lift of a particle. *Phys. Fluids (1994-present)*, 15(11) :3496–3513, 2003.
- [BBB<sup>+</sup>06] J. Bec, L. Biferale, G. Boffetta, A. Celani, M. Cencini, A. Lanotte, S. Musacchio, and F. Toschi. Acceleration statistics of heavy particles in turbulence. *J. Fluid Mech.*, 550(1) :349–358, 2006.
- [BBC<sup>+</sup>04] L. Biferale, G. Boffetta, A. Celani, B.J. Devenish, A. Lanotte, and F. Toschi. Multifractal statistics of lagrangian velocity and acceleration in turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 93(6) :064502, 2004.
- [BBC<sup>+</sup>05] L. Biferale, G. Boffetta, A. Celani, A. Lanotte, and F. Toschi. Particle trapping in three-dimensional fully developed turbulence. *Phys. Fluids (1994-present)*, 17(2) :021701, 2005.
- [BBC<sup>+</sup>08] L. Biferale, E. Bodenschatz, M. Cencini, A.S. Lanotte, N.T. Ouellette, F. Toschi, and H. Xu. Lagrangian structure functions in turbulence : A quantitative comparison between experiment and direct numerical simulation. *Phys. Fluids (1994-present)*, 20(6) :065103, 2008.
- [BBC<sup>+</sup>12] G. Bellani, M.L. Byron, A.G. Collignon, C.R. Meyer, and E.A. Variano. Shape effects on turbulent modulation by large nearly neutrally buoyant particles. *J. Fluid Mech.*, 712 :41–60, 2012.
- [BCT<sup>+</sup>93] R. Benzi, S. Ciliberto, R. Tripicciono, C. Baudet, F. Massaioli, and S. Succi. Extended self-similarity in turbulent flows. *Phys. Rev. E*, 48(1) :R29, 1993.
- [BE05] T.M. Burton and J.K. Eaton. Fully resolved simulations of particle-turbulence interaction. *J. Fluid Mech.*, 545 :67–111, 2005.
- [BE10] S. Balachandar and J.K. Eaton. Turbulent dispersed multiphase flow. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 42 :111–133, 2010.
- [Bec03] J. Bec. Fractal clustering of inertial particles in random flows. *Phys. Fluids (1994-present)*, 15(11) :L81–L84, 2003.

- 
- [Bec05] J. Bec. Multifractal concentrations of inertial particles in smooth random flows. *J. Fluid Mech.*, 528 :255–277, 2005.
- [BFF01] E. Balkovsky, G. Falkovich, and A. Fouxon. Intermittent distribution of inertial particles in turbulent flows. *Phys. Rev. Lett.*, 86(13) :2790, 2001.
- [BHB13] R. Bitane, H. Homann, and J. Bec. Geometry and violent events in turbulent pair dispersion. *J. Turbulence*, 14(2) :23–45, 2013.
- [BLV<sup>+</sup>12] A. Bruyat, G. Linassier, P. Villedieu, N. Bertier, O. Rouzaud, and G. Lavergne. Towards fuel spray ignition in aircraft engine. *ICLASS 2012*, 2012.
- [BMR13] J. Bec, S. Musacchio, and S.S. Ray. Sticky elastic collisions. *Phys. Rev. E*, 87(6) :063013, 2013.
- [Bor93] MS Borgas. The multifractal lagrangian nature of turbulence. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 342(1665) :379–411, 1993.
- [Bou85] J.V. Boussinesq. Sur la résistance qu’oppose un fluide indéfini au repos, sans pesanteur, au mouvement varié d’une sphère solide qu’il mouille sur toute sa surface, quand les vitesses restent bien continues et assez faibles pour que leurs carrés et produits soient négligeables. *Comptes Rendu de l’Academie des Sciences*, 100 :935–937, 1885.
- [BOX<sup>+</sup>06] M. Bourgoïn, N.T. Ouellette, H. Xu, J. Berg, and E. Bodenschatz. The role of pair dispersion in turbulent flow. *Science*, 311(5762) :835–838, 2006.
- [BX14] M. Bourgoïn and H. Xu. Focus on dynamics of particles in turbulence. *New J. Phys.*, 16(8) :085010, 2014.
- [CBB<sup>+</sup>06] M. Cencini, J. Bec, L. Biferale, G. Boffetta, A. Celani, A.S. Lanotte, S. Musacchio, and F. Toschi. Dynamics and statistics of heavy particles in turbulent flows. *J. Turbulence*, 7(16), 2006.
- [CEHGP99] J.H. Cartwright, V.M. Eguíluz, E. Hernández-García, and O. Piro. Dynamics of elastic excitable media. *International J. Bifurcation and Chaos*, 9(11) :2197–2202, 1999.
- [CGV06] L. Chen, S. Goto, and J.C. Vassilicos. Turbulent clustering of stagnation points and inertial particles. *J. Fluid Mech.*, 553 :143–154, 2006.
- [CGW78] R. Clift, J.R. Grace, and M.E. Weber. Bubbles, drops and particles. *Academic press, New York*, 1978.

- [CHB13] M. Cisse, H. Homann, and J. Bec. Slipping motion of large neutrally buoyant particles in turbulence. *J. Fluid Mech.*, 735 :R1, 2013.
- [CKLT08] E. Calzavarini, M. Kerscher, D. Lohse, and F. Toschi. Dimensionality and morphology of particle and bubble clusters in turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, 607 :13–24, 2008.
- [CL06] B. Chun and A.J.C. Ladd. Inertial migration of neutrally buoyant particles in a square duct : An investigation of multiple equilibrium positions. *Phys. Fluids (1994-present)*, 18(3) :031704, 2006.
- [CRL<sup>+</sup>05] L. Chevillard, S.G Roux, E. Lévêque, N. Mordant, J.-F. Pinton, and A. Arnéodo. Intermittency of velocity time increments in turbulence. *Phys. Rev Lett.*, 95(6) :064501, 2005.
- [CVB<sup>+</sup>09] E. Calzavarini, R. Volk, M. Bourgoïn, E Lévêque, J.-F. Pinton, and F. Toschi. Acceleration statistics of finite-sized particles in turbulent flow : the role of Faxén forces. *J. Fluid Mech.*, 630 :179–189, 2009.
- [CVdBTL08] E. Calzavarini, T.H. Van den Berg, F. Toschi, and D. Lohse. Quantifying microbubble clustering in turbulent flow from single-point measurements. *Phys. Fluids (1994-present)*, 20(4) :040702, 2008.
- [Dra96] T. Dracos. Particle tracking in three-dimensional space. *Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, the Netherlands*, pages 209–227, 1996.
- [DT11] A. Daitche and T. Tél. Memory effects are relevant for chaotic advection of inertial particles. *Phys. Rev. Lett.*, 107(24) :244501, 2011.
- [EF94] J.K Eaton and J.R. Fessler. Preferential concentration of particles by turbulence. *International J. of Multiphase Flow*, 20 :169–209, 1994.
- [Elg94] S. Elghobashi. On predicting particle-laden turbulent flows. *Applied Scientific Research*, 52(4) :309–329, 1994.
- [ET93] S. Elghobashi and G.C. Truesdell. On the two-way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles. i : Turbulence modification. *Phys. Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 5(7) :1790–1801, 1993.
- [Fax22] H. Faxén. Der widerstand gegen die bewegung einer starren kugel in einer zähen flüssigkeit, die zwischen zwei parallelen ebe-

- nen wänden eingeschlossen ist. *Annalen der Physik*, 373 :89–119, 1922.
- [FE04] A. Ferrante and S. Elghobashi. On the physical mechanisms of drag reduction in a spatially developing turbulent boundary layer laden with microbubbles. *J. Fluid Mech.*, 503 :345–355, 2004.
- [FGV01] G. Falkovich, K. Gawedzki, and M. Vergassola. Particles and fields in fluid turbulence. *Rev. Mod. Phys.*, 73(4) :913, 2001.
- [FKE94] J.R. Fessler, J.D. Kulick, and J.K. Eaton. Preferential concentration of heavy particles in a turbulent channel flow. *Phys. Fluids (1994-present)*, 6(11) :3742–3749, 1994.
- [FP04] G. Falkovich and A. Pumir. Intermittent distribution of heavy particles in a turbulent flow. *Phys. Fluids (1994-present)*, 16(7) :L47–L50, 2004.
- [Fri95] U. Frisch. *Turbulence : the legacy of AN Kolmogorov*. Cambridge Univ Press, 1995.
- [FVOMY00] E.A. Fadlun, R. Verzicco, P. Orlandi, and J. Mohd-Yusof. Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations. *J. Computational Physics*, 161(1) :35–60, 2000.
- [FZV<sup>+</sup>12] L. Fiabane, R. Zimmermann, R. Volk, J.-F. Pinton, and M. Bourgoïn. Clustering of finite-size particles in turbulence. *Phys. Rev. E*, 86 :035301, Sep 2012.
- [Gat83] R. Gatignol. The Faxén formulae for a rigid sphere in an unsteady non-uniform Stokes flow. *J. Méch. Théor. Appl.*, 1 :143–160, 1983.
- [GE12] Bellani G. and Variano E.A. Slip velocity of large neutrally buoyant particles in turbulent flows. *New J. Phys.*, 14(12) :125009, 2012.
- [GRW00] S. Ghosal, M. Rogers, and A. Wray. The turbulent life of phytoplankton. In *Proceedings of the Summer Program*, pages 31–45, 2000.
- [GVKU12] M. Garcia-Villalba, A.G. Kidanemariam, and M. Uhlmann. Dns of vertical plane channel flow with finite-size particles : Voronoi analysis, acceleration statistics and particle-conditioned averaging. *International J. of Multiphase Flow*, 46 :54–74, 2012.



- [GXB10] M. Gibert, H. Xu, and E. Bodenschatz. Inertial effects on two-particle relative dispersion in turbulent flows. *EPL (Europhys. Lett.)*, 90(6) :64005, 2010.
- [GXB12] M. Gibert, H. Xu, and E. Bodenschatz. Where do small, weakly inertial particles go in a turbulent flow? *J. Fluid Mech.*, 698 :160–167, 2012.
- [HB10] H. Homann and J. Bec. Finite-size effects in the dynamics of neutrally buoyant particles in turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, 651 :81, 2010.
- [HBG13] H. Homann, J. Bec, and R. Grauer. Effect of turbulent fluctuations on the drag and lift forces on a towed sphere and its boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 721 :155–179, 2013.
- [HH59] J.O. Hinze and J. Hinze. *Turbulence : an introduction to its mechanism and theory*, volume 162. McGraw-Hill New York, 1959.
- [Hil02a] R.J. Hill. Exact second-order structure-function relationships. *J. Fluid Mech.*, 468 :317–326, 2002.
- [Hil02b] R.J. Hill. Scaling of acceleration in locally isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 452 :361–370, 2002.
- [Hun06] J. K. Hunter. An introduction to the incompressible euler equations. *Notes, Univ. of California, Davis*, 1, 2006.
- [KCBDU13] A.G. Kidanemariam, C. Chan-Braun, T. Doychev, and M.s Uhlmann. Direct numerical simulation of horizontal open channel flow with finite-size, heavy particles at low solid volume fraction. *New J. Phys.*, 15(2) :025031, 2013.
- [KGBB12] S. Klein, M. Gibert, A. Bérut, and E. Bodenschatz. Simultaneous 3d measurement of the translation and rotation of finite size particles and the flow field in a fully developed turbulent water flow. *Meas. Sci. Technol.*, 24 :024006, 2012.
- [KGBB13] S. Klein, M. Gibert, A. Bérut, and E. Bodenschatz. Simultaneous 3d measurement of the translation and rotation of finite-size particles and the flow field in a fully developed turbulent water flow. *Measurement Science and Technology*, 24(2) :024006, 2013.
- [KL02] D. A. Khalitov and E.K. Longmire. Simultaneous two-phase piv by two-parameter phase discrimination. *Experiments in Fluids*, 32 :252–268, 2002.

- 
- [Kol41] A. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds' numbers. In *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, volume 30, pages 301–305, 1941.
- [KT02] T. Kajishima and S. Takiguchi. Interaction between particle clusters and particle-induced turbulence. *International J. of Heat and Fluid Flow*, 23(5) :639–646, 2002.
- [KTHM01] T. Kajishima, S. Takiguchi, H. Hamasaki, and Y. Miyake. Turbulence structure of particle-laden flow in a vertical plane channel due to vortex shedding. *JSME International J. Series B*, 44(4) :526–535, 2001.
- [LAMC13] V. Loisel, M. Abbas, O. Masbernat, and E. Climent. The effect of neutrally buoyant finite-size particles on channel flows in the laminar-turbulent transition regime. *Phys. Fluids (1994-present)*, 25(12) :123304, 2013.
- [LFE10] F. Lucci, A. Ferrante, and S. Elghobashi. Modulation of isotropic turbulence by particles of taylor length-scale size. *J. Fluid Mech.*, 650 :5–55, 2010.
- [LPBB14] I. Lashgari, F. Picano, W.P. Breugem, and L. Brandt. Flow regimes and phase diagram of inertial particle suspensions. *arXiv preprint arXiv :1402.3088*, 2014.
- [Max87] M.R. Maxey. The gravitational settling of aerosol particles in homogeneous turbulence and random flow fields. *J. Fluid Mech.*, 174 :441–465, 1987.
- [MC98] P. Masclet and H. Cachier. Atmospheric particles. physicochemical characteristics (in french). *Analusis*, 26(9) :11–16, 1998.
- [MCB04] N. Mordant, A.M. Crawford, and E. Bodenschatz. Three-dimensional structure of the lagrangian acceleration in turbulent flows. *Phys. Rev. Lett.*, 93(21) :214501, 2004.
- [MDL<sup>+</sup>02] N. Mordant, J. Delour, E. Lévêque, A. Arnéodo, and J.-F. Pinton. Long time correlations in lagrangian dynamics : a key to intermittency in turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 89(25) :254502, 2002.
- [Mei96] R. Mei. Velocity fidelity of flow tracer particles. *Experiments in Fluids*, 22(1) :1–13, 1996.
- [MLM05] A. Merle, D. Legendre, and J. Magnaudet. Forces on a high-reynolds-number spherical bubble in a turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, 532 :53–62, 2005.

- [MLP04] N. Mordant, E. Lévêque, and J.-F. Pinton. Experimental and numerical study of the lagrangian dynamics of high reynolds turbulence. *New J. Phys.*, 6(1) :116, 2004.
- [MMG03] J.P. Matas, J. F. Morris, and E. Guazzelli. Transition to turbulence in particulate pipe flow. *Phys. Rev. Lett.*, 90(1) :014501, 2003.
- [MMMP01] N. Mordant, P. Metz, O. Michel, and J.-F. Pinton. Measurement of lagrangian velocity in fully developed turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 87(21) :214501, 2001.
- [MR83] M.R. Maxey and J.J. Riley. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids*, 26 :883–889, 1983.
- [MZF+14] N. Machicoane, R. Zimmermann, L. Fiabane, M. Bourgoïn, J.-F. Pinton, and R. Volk. Large sphere motion in a nonhomogeneous turbulent flow. *New J. Phys.*, 16(1) :013053, 2014.
- [NP10] A. Naso and A. Prosperetti. The interaction between a solid particle and a turbulent flow. *New J. Phys.*, 12 :033040, 2010.
- [OM00] S. Ott and J. Mann. An experimental investigation of the relative diffusion of particle pairs in three-dimensional turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, 422 :207–223, 2000.
- [Ose11] C. W. Oseen. *Über die Stoke’sche Formel und über eine verwandte Aufgabe in der Hydrodynamik : Mitteilung 2*. Almqvist & Wiksell, 1911.
- [OXB06] N.T. Ouellette, H. Xu, and E. Bodenschatz. A quantitative study of three-dimensional lagrangian particle tracking algorithms. *Experiments in Fluids*, 40(2) :301–313, 2006.
- [OXBB06] N.T. Ouellette, H. Xu, M. Bourgoïn, and E. Bodenschatz. An experimental study of turbulent relative dispersion models. *New J. Phys.*, 8(6) :109, 2006.
- [PBC08] R. Pasquetti, R. Bwemba, and L. Cousin. A pseudo-penalization method for high reynolds number unsteady flows. *Applied Numerical Mathematics*, 58(7) :946–954, 2008.
- [PDP06] P. Perlekar, M. Dhruvadiya, and R. Pandit. Manifestations of drag reduction by polymer additives in decaying, homogeneous, isotropic turbulence. *Phy. Rev. Lett.*, 97(26) :264501\_1–264501\_4, 2006.
- [Pes72] C.S. Peskin. Flow patterns around heart valves : a numerical method. *J. computational phys.*, 10(2) :252–271, 1972.

- 
- [PF85] G. Parisi and U. Frisch. A multifractal model of intermittency, turbulence and predictability in geophysical fluid dynamics. *Journal of Geophysical Research*, 90(C12):1461–1474, 1985.
- [Pop00] S.B. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge Univ Press, Cambridge, 2000.
- [QAB<sup>+</sup>08] N. M. Qureshi, U. Arrieta, C. Baudet, A. Cartellier, Y. Gagne, and M. Bourgoïn. Acceleration statistics of inertial particles in turbulent flow. *The European Physical Journal B*, 66(4):531–536, 2008.
- [QBB<sup>+</sup>07] N. Qureshi, M. Bourgoïn, C. Baudet, A. Cartellier, and Y. Gagne. Turbulent transport of material particles : An experimental study of finite size effects. *Phys. Rev. Lett.*, 99:184502, Oct 2007.
- [SC97] S. Sundaram and L.R. Collins. Collision statistics in an isotropic particle-laden turbulent suspension. part 1. direct numerical simulations. *J. Fluid Mech.*, 335:75–109, 1997.
- [SC99] Shivshankar Sundaram and Lance R Collins. A numerical study of the modulation of isotropic turbulence by suspended particles. *J. Fluid Mech.*, 379:105–143, 1999.
- [SDJC<sup>+</sup>08] J.P. Salazar, J. De Jong, L. Cao, S.H. Woodward, H. Meng, and L.R. Collins. Experimental and numerical investigation of inertial particle clustering in isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 600:245–256, 2008.
- [SE90] K.D. Squires and J.K. Eaton. Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence. *Phys. Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 2(7):1191–1203, 1990.
- [SF09] B. Stevens and G. Feingold. Untangling aerosol effects on clouds and precipitation in a buffered system. *Nature*, 461(7264):607–613, 2009.
- [SN35] L. Schiller and Z. Naumann. A drag coefficient correlation. *Vdi Zeitung*, 77(318):51, 1935.
- [Sre95] K.R. Sreenivasan. On the universality of the kolmogorov constant. *Phys. Fluids (1994-present)*, 7(11):2778–2784, 1995.
- [SSA<sup>+</sup>08] E.W. Saw, R. A Shaw, S. Ayyalasomayajula, P.Y. Chuang, and A. Gylfason. Inertial clustering of particles in high-reynolds-number turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 100(21):214501, 2008.
- [Sto51] G.G. Stokes. *On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums*, volume 9. Pitt Press, 1851.

- [TB09] F. Toschi and E. Bodenschatz. Lagrangian properties of particles in turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 41 :375–404, 2009.
- [TBB<sup>+</sup>05] F. Toschi, L. Biferale, G. Boffeta, A. Celani, B.J. Devenish, and A.S. Lanotte. Acceleration and vortex filaments in turbulence. *J. Turbulence*, 6(15) :1, 2005.
- [Tch47] C.M. Tchen. *Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid*. Martinus Nijhoff, The Hague, 1947.
- [TDPV04] A. Ten Cate, J.J. Derksen, L.M. Portela, and H.E.A. Van Den Akker. Fully resolved simulations of colliding monodisperse spheres in forced isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 519 :233–271, 2004.
- [TE10] T. Tanaka and J.K. Eaton. Sub-kolmogorov resolution particle image velocimetry measurements of particle-laden forced turbulence. *J. Fluid Mech.*, 643 :177–206, 2010.
- [TI03] Y. Tsuji and T. Ishihara. Similarity scaling of pressure fluctuation in turbulence. *Phys. Rev. E*, 68 :026309, Aug 2003.
- [TL72] H. Tennekes and J.L. Lumley. *A first course in turbulence*. MIT press, 1972.
- [Tsa87] R.Y. Tsai. A versatile camera calibration technique for high-accuracy 3d machine vision metrology using off-the-shelf tv cameras and lenses. *Robotics and Automation, IEEE J. of*, 3(4) :323–344, 1987.
- [UD14] M. Uhlmann and T. Doychev. Sedimentation of a dilute suspension of rigid spheres at intermediate galileo numbers : the effect of clustering upon the particle motion. *J. Fluid Mech.*, 752 :310–348, 2014.
- [VCLP11] R. Volk, E. Calzavarini, E. Leveque, and J.-F. Pinton. Dynamics of inertial particles in a turbulent von kármán flow. *J. Fluid Mech.*, 668 :223–235, 2011.
- [VKL03] A. Vulpiani, A.N. Kolmogorov, and R. Livi. *L’héritage de Kolmogorov en physique*. Belin, 2003.
- [VLPA<sup>+</sup>02] G.A. Voth, A. La Porta, C.M. Alice, Jim Alexander, and E. Bodenschatz. Measurement of particle accelerations in fully developed turbulence. *J. Fluid Mech.*, 469(1) :121–160, 2002.
- [VVL<sup>+</sup>08] E. Volk, R. and Calzavarini, G. Verhille, D. Lohse, N. Mordant, J.-F. Pinton, and F. Toschi. Acceleration of heavy and light particles in turbulence : comparison between experiments and

- direct numerical simulations. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 237(14) :2084–2089, 2008.
- [WM08] C. M. White and M. G. Mungal. Mechanics and prediction of turbulent drag reduction with polymer additives. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 40 :235–256, 2008.
- [XB08] H. Xu and E. Bodenschatz. Motion of inertial particles with size larger than kolmogorov scale in turbulent flows. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 237(14) :2095–2100, 2008.
- [XBOB06] H. Xu, M. Bourgoïn, N.T. Ouellette, and E. others Bodenschatz. High order lagrangian velocity statistics in turbulence. *Phys.l Rev Lett.*, 96(2) :024503, 2006.
- [YDCM10] K. Yeo, S. Dong, E. Climent, and M.R. Maxey. Modulation of homogeneous turbulence seeded with finite size bubbles or particles. *International J. of Multiphase Flow*, 36(3) :221–233, 2010.
- [YP89] P.K. Yeung and S.B. Pope. Lagrangian statistics from direct numerical simulations of isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 207 :531–586, 1989.
- [ZBFN08] L. Zeng, S. Balachandar, P. Fischer, and F. Najjar. Interactions of a stationary finite-sized particle with wall turbulence. *J. Fluid Mech.*, 594 :271–305, 2008.
- [ZBN10] L. Zeng, S. Balachandar, and F.M. Najjar. Wake response of a stationary finite-sized particle in a turbulent channel flow. *International J. of Multiphase Flow*, 36(5) :406–422, 2010.
- [ZGB<sup>+</sup>11] R. Zimmermann, Y. Gasteuil, M. Bourgoïn, R. Volk, A. Pumir, and J.-F. Pinton. Rotational intermittency and turbulence induced lift experienced by large particles in a turbulent flow. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :154501, Apr 2011.
- [ZLF94] C. Zhu, S.C. Liang, and L.S. Fan. Particle wake effects on the drag force of an interactive particle. *International J. multiphase flow*, 20(1) :117–129, 1994.